

分类号 _____

密级 _____

UDC _____

编号 _____

中国科学院大学 理学博士学位论文

相对论重离子碰撞(RHIC)实验中双轻子的产生

赵杰

指导教师 _____ 马余刚 研究员

_____ 许怒 研究员

申请学位级别 理学博士 学科专业名称 粒子物理与原子核物理

论文提交日期 2013年4月 论文答辩日期 2013年5月

培养单位 _____ 中国科学院上海应用物理研究所

学位授予单位 _____ 中国科学院大学

答辩委员会主席 _____

中国科学院上海应用物理研究所论文独创性声明和使用授权说明

论文独创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不含任何其他人或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式说明并表示了感谢。本声明的法律结果由本人承担。

声明人：

日期： 年 月 日

学位论文使用授权说明

本人完全了解中科院上海应用物理研究所关于收集、保存、使用学位论文的规定，即：

- 1、按照应物所的要求向研究生部提交学位论文的印刷本，向信息中心提交学位论文电子版；
- 2、应物所有权保存学位论文的印刷本和电子版，并提供目录检索与阅览服务；
- 3、应物所可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文；
- 4、应物所可以公布论文的全部或部分内容；
- 5、应物所有权按规定向有关论文保存单位提交论文，并同意论文保存单位向社会公布。

(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名：

年 月 日

导师签名：

年 月 日

Dielectron production at RHIC

Jie Zhao

Supervisor:

Prof. Yu-Gang Ma and Prof. Nu Xu

Shanghai Institute of Applied Physics
Chinese Academy of Sciences

May, 2013

*Submitted in total fulfilment of the requirements for the degree of Ph.D.
in Particle Physics and Nuclear Physics*

致 谢

光阴荏苒，岁月如梭，转眼间六年研究生生活一晃而过，回首过去，心中感慨良多。

首先诚挚的感谢我的导师马余刚研究员，马老师引领我进入了高能核物理研究领域，并为我提供了最好的科研条件，对我工作和生活都给予了最大的关心和帮助。马老师渊博的学识，敏锐的科学洞察力，严谨的治学态度和踏实的工作作风一直鞭策和激励着我在科学研究的道路上不断前进。

同样诚挚的感谢美国劳伦斯伯克利国家实验室的许怒研究员，许怒老师广阔的知识视野，前沿的物理思想，敏锐的科研洞察力，以及对我工作和生活上悉心的教导和帮助，对我影响深远。

特别感谢美国劳伦斯伯克利国家实验室董昕博士，他直接指导了我博士学位论文的主要工作，他清晰的物理图象，扎实的物理功底以及严谨认真的科研作风让我受益匪浅。同时感谢张一飞博士，以及郭毅同学对我在数据分析方面的帮助。

特别感谢蔡翔舟研究员，感谢蔡老师对我生活和学习上巨大的帮助。感谢BNL许长补研究员，唐爱洪博士，阮丽娟博士对我在BNL期间的帮助，与他们的讨论让我受益颇多，感谢加州大学洛杉矶分校的黄焕中教授，感谢黄老师的指导和关心。

感谢在BNL期间的室友黄柄矗博士和薛亮博士对我生活和科研工作的帮助。感谢Hiroshi Masui，施梳苏博士，张小平博士对我在椭圆流分析方面的帮助，感谢邵明博士，孙向明博士，邓建博士，唐泽波博士，许亦春博士，罗晓峰博士，仇浩博士，柯宏伟，崔相利，陈丽珠，李璇，杨岩，杜成名，Maxim Naglis, Alexander Schmah, Leonard Eun, Patrick Huck 的帮助。

感谢SINAP核物理研究室方德清研究员，王宏伟研究员，徐骏研究员，钟晨博士、马国亮博士，陈金辉博士、龙家丽博士，张松博士，刘桂华博士，施兴华博士，曹喜光博士，田健博士，李建伟博士，靳富博士，傅瑶博士，管娜娜博士，张国强博士，李薇博士，周培博士，李琛博士，吴琛博士，卢飞博士，钱江海博士，周铖龙博士。感谢叶绍强，韩立欣，陶城，朱逾卉，寿齐烨，马

龙, 徐亦飞, 王佳, 张正桥等同学。

特别感谢STAR-TPC Group的Gene Van Buren 和Yuri Fisyak对我在探测器基础知识方面的指导。

感谢沈文庆院士对我学习和研究工作的支持和鼓励。

感谢研究生部高君颖老师、叶惠芳老师以及2009级全体研究生同学对我学习和生活上的帮助与关心。感谢所有关心、理解和支持我的老师和朋友们。

最后, 谨把本文献给我最敬爱的父母, 衷心的祝愿亲爱的父母幸福快乐, 健康长寿!

摘 要

相对论重离子碰撞的目的是在实验室情况下研究有限温度密度下的QCD物质性质. RHIC 和LHC多年的实验表明, 在高能量的重离子碰撞中可能形成了一种强耦合的夸克胶子物质(sQGP), 这些实验结果大多数都来自于对末态强子的测量, 因此有可能受到系统演化中的强相互作用影响. 电磁探针(如: 双轻子)不参与强相互作用, 能够逃离碰撞产生的强相互作用介质而不受影响, 因此能够反映碰撞系统最干净, 最直接的信息.

同时双轻子的产生伴随碰撞系统演化的整个过程, 不同阶段产生的双轻子具有不同的动力学变量特征:在双轻子不变质量较低的区域(LMR: $M_{ll} < 1.1\text{GeV}/c^2$),来自于强子化介质的矢量介子和直接光子的贡献占主导作用, 来自于碰撞末期的强子衰变是实验背景的主要来源. 在中等质量区间(IMR: $1.1 < M_{ll} < 3\text{GeV}/c^2$),人们预计双轻子的主要来源是QGP物质的热辐射, 以及重味夸克粒子通过半轻子衰变产生的背景. 在高质量区域(HMR: $M_{ll} > 3\text{GeV}/c^2$),则主要是来自于碰撞最初阶段的”Drell Yan”过程, 以及重夸克偶素的贡献. 双轻子质量与其产生时间有一个近似的关系, 质量越大的双轻子产生于碰撞的越早期, 因此, 对中等质量以及高质量双轻子的测量能够提供新的碰撞早期信息.

本论文主要讨论STAR探测器首次进行的 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV Au+Au}$ 碰撞中双电子实验的数据分析工作. 其实验数据取自于2010年RHIC 实验, 同时STAR飞行时间探测器的成功安装并运行, 对STAR粒子鉴别能力的提高, 尤其是低动量电子的鉴别, 对双电子的测量起到了至关重要的作用.

实验测量的 $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV Au+Au}$ 碰撞中双电子产额通过与强子衰变模拟过程得到的产额相比发现, 产额有所升高, 其产额升高的量低于PHENIX实验组的测量值. 不同中心度和动量区间的双电子升高产额可通过各种包含矢量介子介质效应的模型计算合理的解释.

在中等质量区域实验测量的中心碰撞中双电子谱比MinBias碰撞中的谱稍微陡一些, 可能是由于碰撞产生的高温高密介质对重味夸克的影响, 或者可能有来自于QGP的贡献.

Abstract

The mission of ultra relativistic heavy ion program is to study the QCD matter at the finite temperature and density in laboratory. Probes that have been explored in experiments are mostly hadrons, which have been used to demonstrate the formation of strongly-coupling Quark Gluon Plasma (sQGP) in high energy RHIC and LHC heavy ion collisions. Electromagnetic probes (e.g. dileptons) escape from the system without further strong interaction once they are produced, therefore they can offer clean information on various stages during the whole system evolution.

Dileptons can be produced in all stages in a heavy ion collision, their sources vary with the kinematic phase space under consideration: in the low mass region (LMR: $M_{ll} < 1.1\text{GeV}/c^2$), vector mesons and direct photons are the dominating source, while dileptons in the intermediate mass region (IMR: $1.1 < M_{ll} < 3\text{GeV}/c^2$) primarily stem from QGP thermal radiation and semileptonic decays of charmed mesons. In the high mass region (HMR: $M_{ll} > 3\text{GeV}/c^2$), heavy quark decays and Drell-Yan processes contribute the most to the dilepton spectrum. Due to the time-energy correlation, the higher the dilepton pair mass, the earlier the production. Therefore the dilepton distributions, especially in the IMR and HMR, provide information on early collision dynamics in heavy ion collisions.

In this thesis, i report first measurements on dielectron production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV for the STAR experiment. The data used in this analysis were recorded in year 2010 RHIC run. The full barrel Time-Of-Flight (TOF) detector system was completed for that year run, which enables significantly improvement for electron identification over a wide momentum region in STAR.

The measured dielectron results from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au collisions are compare to the hadronic decay cocktail. In LMR the observed enhancement factor compare to the hadronic cocktail is lower than the PHENIX results. The observed enhancement yield can be reasonably well described by the in-medium

ρ broaden from different model in various collision centrality and dielectron p_T region.

In IMR the measured dielectron in central collisions shows a steeper shape compared to minbias collisions, indicating possible charm modification or existence of other contributing sources in the medium in central Au + Au collisions.

目 录

致谢	i
摘要	iii
Abstract	v
目录	vii
第一章 引言	1
1.1 相对论重离子碰撞	1
1.1.1 喷注淬火(Jet quenching)	2
1.1.2 椭圆流	3
1.2 标准模型和量子色动力学	4
1.2.1 标准模型	4
1.2.2 量子色动力学	4
1.2.3 手征对称性	6
1.2.4 对称性破缺	7
1.3 双轻子产生	9
1.3.1 Drell-Yan过程	10
1.3.2 直接光子	10
1.3.3 重味粒子衰变(open charm and Bottom)	10
1.3.4 矢量介子	10
1.4 双轻子实验简介	11
1.4.1 DLS	11
1.4.2 HADES	11
1.4.3 NA45/CERES	12

1.4.4	NA60	13
1.4.5	WA98	14
1.4.6	HELIOS/3, KEK, TAGX, CLAS, CBELSA/TAPS	15
1.4.7	RHIC - PHENIX	15
1.4.8	LHC - ALICE, CMS, ATLAS	17
1.5	小节	18
第二章	RHIC-STAR实验装置	21
2.1	相对论重离子对撞机(RHIC)	21
2.2	STAR探测器	22
2.2.1	时间投影室(TPC)	25
2.2.2	飞行时间探测器(TOF)	27
第三章	双电子实验数据分析	31
3.1	数据挑选	31
3.2	电子鉴别	32
3.2.1	电子鉴别	33
3.2.2	电子纯度估计及强子污染	34
3.3	背景重建及信号提取	36
3.3.1	转换光子(photon conversion)	38
3.3.2	混合事件方法(Event mixing)	39
3.3.3	混合事件正规化(mixed-event normalization)	42
3.3.4	同号分布(Like-sign)	44
3.3.5	关联背景	46
3.3.6	信号提取	48
3.4	探测器效率和接收度修正	49
3.4.1	单电子探测效率	49
3.4.2	双电子探测效率以及接收度	51
3.5	强子衰变模拟(Hadronic cocktails)	53
3.6	系统误差分析	59

第四章 结果讨论	63
4.1 双轻子不变质量谱	63
4.2 与理论计算比较	64
4.3 动量依赖性	67
4.4 中心度依赖性	68
4.5 有效温度测量(Slope parameter)	71
4.6 重味夸克衰变贡献	73
第五章 结论与展望	77
5.1 结论	77
5.2 展望	77
附录 A	79
A.1 PHENIX探测器接收度模拟	79
参考文献	83
发表论文和学术报告清单	91

第一章 引言

1.1 相对论重离子碰撞

相对论重离子碰撞是探索极端条件下核物质性质以及强相互作用新物质状态的理想工具.美国纽约布鲁克海文国家实验室(BNL)的相对论重离子对撞机(RHIC)能够将金离子加速到质心能量每核子对200GeV进行对撞.在RHIC之前,BNL实验室的交变梯度同步加速器(AGS)和欧洲核子中心的超级质子同步加速器(SPS)可以将重离子加速到质心能量高达每核子对5 GeV(AGS)和17 GeV,可以研究核物质在较低温度较高净重子数密度下的性质.能量较低的重离子同步加速器“SchwerIonen Synchrotron”(SIS)提供束流能量最高每核子2GeV的重离子碰撞.在欧洲核子中心的大型强子对撞机(LHC)将进行温度更高的每核子对5.5TeV的铅-铅碰撞.

在能量密度约为 $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ 时,理论预言将发生从强子物质解禁闭到夸克和胶子,即所谓的夸克-胶子等离子体(QGP)相变 [1]. 格点量子色动力学(LQCD)计算预测,在温度 $T \approx 170\text{ MeV}$ 时可能达到发生解禁闭相变所需的能量密度.这种状态可能存在于早期宇宙大爆炸发生后几十微秒,或者仍可能存在于核心密度为 $10^{18}\text{kg}/\text{m}^3$ 的中子星中,其密度大约为正常核物质密度的四倍以上.同样的计算也表明,净重子数密度逐渐消失,进入解禁闭的阶段,真空中由于非零夸克质量发生的手征对称性破缺将得到恢复.

从RHIC上四个实验组(BRAHMS,PHENIX,PHOBOS和STAR)提供的实验数据表明,质心能量每核子200 GeV的Au + Au 碰撞中产生了一种新的物质状态.这些结果包括:轻强子以及重味夸克在介质中的能量损失表明碰撞过程中产生了非常高的能量密度 $\sim 15\text{GeV}/\text{fm}^3$.此外,各种介子以及重子的椭圆流结果表明碰撞过程产生了基于部分子层次上的集体流性质,其中重夸克的椭圆流表明介质的早期热化.

1.1.1 喷注淬火(Jet quenching)

在相对论重离子碰撞中, 高动量粒子($p_T > 5\text{GeV}/c$)主要来自于碰撞初期的QCD硬散射过程 [2], 因此这些高动量粒子可用来研究碰撞过程中产生的QGP介质或者强子气体介质的性质。实验上通过核修正因子 (R_{AA}) 来测量介质的性质, 即通过比较重离子碰撞和质子- 质子碰撞中的产额的变化来探索介质的性质(式. 1.1)。

$$R_{AB}(p_T) = \frac{d^2 N_{AB}/dp_T dy}{T_{AB} d^2 \sigma_{pp}/dp_T dy} \quad (1.1)$$

其中 $T_{AB} = N_{bin}/\sigma_{pp}^{inel}$ 是核重叠函数,可通过Glauber 模型计算求得 [3], N_{bin} 表示的是核-核碰撞中两体碰撞数目. 如果重离子碰撞是简单的p+p碰撞的叠加, 则通过 N_{bin} 标度的 $R_{AA} = 1$ 。Au+Au 中心碰撞的实验结果表明(图. 1.1(左)), 高动量粒子相对于p+p 碰撞有大的压低, 但是在d+Au 实验中并没有看到大的压低, 说明这些高动量粒子的压低是由于Au+Au 中心碰撞中产生了高密物质而不是由于初期Au原子的介质效应 [4, 5]。

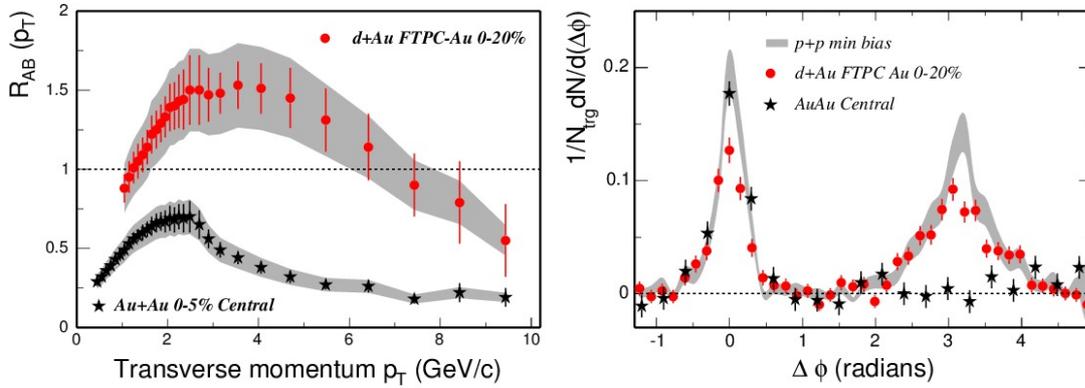


图 1.1: (左)AuAu以及dAu碰撞中核修正因子, (右)不同碰撞系统中双强子关联分布。

通过两粒子关联测量得到同样的结论。人们研究相对于高动量粒子 ($p_T > 4\text{GeV}/c$, 触发粒子) 的其他伴随粒子的方位角分布。在p+p和d+Au 碰撞中(图. 1.1(右)), 可以看到来自于同一喷注产生的峰($\Delta\phi \sim 0$) 以及背对背喷注产生的峰($\Delta\phi \sim \pi$), 但是在Au+Au 中心碰撞中背对背喷注产生的峰消失了, 同样说明在Au+Au中心碰撞中产生了高密物质。

1.1.2 椭圆流

在非中心的重离子碰撞中，核-核交叠区域的粒子分布呈现各向异性。在碰撞的演化过程中，通过物质之间的再散射，这种坐标空间的各向异性逐步发展为动量空间的不对称性 [6]。因此可通过研究末态粒子的动量空间分布反映物质的再散射过程强度，从而推测碰撞系统的热化程度。动量空间的粒子分布可以通过式 1.2 表示：

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\phi - \Psi_{rp})] \right) \quad (1.2a)$$

$$v_n = \langle \cos[n(\phi - \Psi_{rp})] \rangle \quad (1.2b)$$

其中 Ψ_{rp} 为反应平面角，其中一阶傅利叶系数 v_1 称为直接流，二阶傅利叶系数称为椭圆流。因为交叠区域近似为椭圆形，因此在中心快速区域 v_2 表现最为明显。

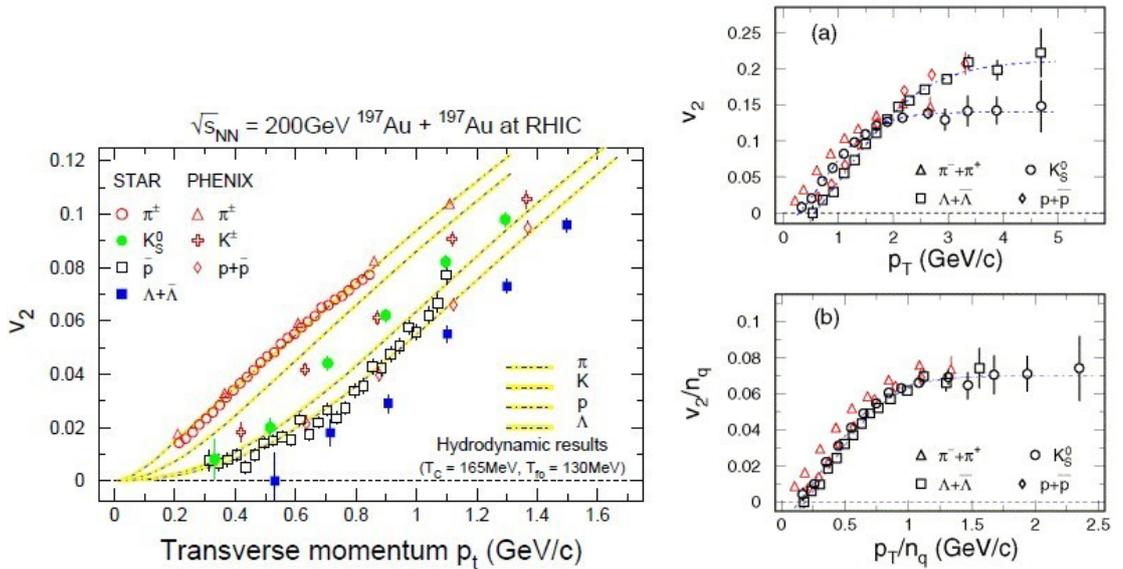


图 1.2: (左) Au+Au 实验中不同粒子椭圆流的测量结果与理想流体力学模型计算结果的比较, (右) 介子和重子椭圆流的比较

图 1.2(左) 显示在低动量区域 ($p_T < 1.5$ GeV/c), 实验结果与流体力学模型结果的比较说明碰撞介质达到了近似的热化 [7] (早期物质间强的相互作用, 以及小的平均自由程)

在中等动量区域 ($p_T \sim 2 - 3\text{GeV}/c$), 介子和重子的椭圆流明显分为2组(图. 1.2右上), 但是通过组分夸克数标度后, 所有的粒子的椭圆流基本一致(图. 1.2右下) [8, 9], 说明这些椭圆流是来自于部分子层次的集体流, 通过组分夸克的组合机制从部分子的集体流发展为介子和重子的集体流 (Coalescence models [10, 11])。当然在核修正因子的测量中同样看到了介子和重子的分组 [12]。

1.2 标准模型和量子色动力学

1.2.1 标准模型

标准模型描述的是物质组成的基本单元,以及这些基本单元之间的相互作用. 是描述万千物质世界各种物质及其相互作用的有效理论. 标准模型中的粒子分为2类: 12种费米子(自旋1/2)和4种规范玻色子. 12种费米子(对应12种反粒子)包含6种夸克分别为上夸克(up), 下夸克(down), 粲夸克(charm), 奇异夸克(strange), 顶夸克(top), 底夸克(bottom), 以及6种轻子分别为电子(electron), 缪子(μ), τ 子, 和3种相应的中微子. 4种规范玻色子分别为光子, 胶子, W和Z玻色子. 费米子之间通过规范玻色子传递相互作用组成物质世界. 轻子带有电荷, 通过光子传递电磁相互作用. 夸克带有色荷以及电荷, 通过胶子和光子分别传递强相互作用和电磁相互作用. 以及W, Z玻色子传递粒子间的弱相互作用, 如轻子(夸克)间的衰变. 量子电动力学(quantum electro dynamics - QED)用来研究电磁相互作用的理论. 量子色动力学(quantum chromo dynamics - QCD)用来描述色荷之间的强相互作用.

1.2.2 量子色动力学

描述强相互作用的QCD 理论是基于夸克-胶子自由度的SU(3)非对易规范理论. 其拉格朗日量(Lagrangian) 表示为:

$$\begin{aligned}
 L_{QCD} &= \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - M^0)\psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \\
 G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + igf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c \\
 D_\mu &= \partial_\mu - ig(\lambda_a/2)A_\mu^a
 \end{aligned} \tag{1.3}$$

其中 g 为QCD耦合常数, f^{abc} 为SU(3)群的结构常数, M^0 为表示夸克质量的对角矩阵, γ^μ 为Dirac矩阵, ψ 为夸克场(自旋1/2) 四分量旋量波函数. $G_{\mu\nu}^a$ 为非对易的胶子场(自旋1) 场强张量,描述胶子间相互作用. D_μ 为夸克场与胶子场耦合的协变微分.

与传递电磁相互作用的光子(光子不带电荷)不同, 传递强相互作用的胶子带有色荷,因此胶子不仅能够通过产生正反夸克对,还可以产生胶子对等虚过程自相互作用. 重整化的QCD的有效耦合常数 $\alpha_s = g^2/4\pi$ 可写为:

$$\alpha_s(\mu) \equiv \frac{g_s^2(\mu)}{4\pi} \approx \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.4)$$

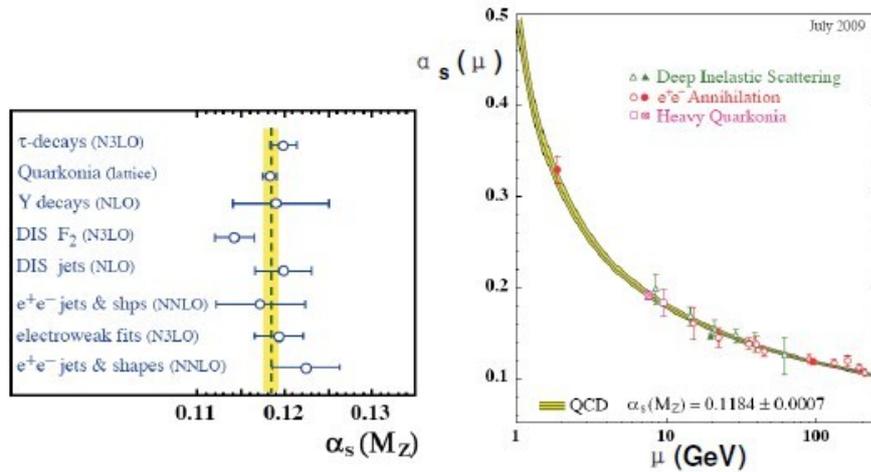


图 1.3: (左)不同实验测量的 $\alpha_s(M_Z)$ 的平均值 [13]。 (右)不同实验测量的 α_s 与转移动量的关系。

在近距离或者大动量转移时,耦合常数变小,胶子之间相互作用变小(图. 1.3),即QCD 理论的一大特征: 渐近自由(asymptotic freedom) [14–17], 此时QCD 拉格朗日量能够通过微扰求解(perturbative QCD)。相反在大距离或小动量转移时, 耦合常数变大, QCD方程不能求解, 人们通过格点QCD等其它有效方法来求解QCD 运动方程 [18]。渐近自由带来的另一个特征解禁闭,即渐进自由的夸克胶子物质,可能存在从强子物质形态到这种新物质态的相变,是相对论重离子碰撞实验研究QCD物质相图的主要目的。

1.2.3 手征对称性

QCD拉格朗日量具有局域的SU(3)色规范对称性,以及其他的整体对称性,例如重子数守恒的U(1)对称性. 在夸克质量接近零的时候,QCD拉格朗日量还有其他的对称性. 在动量转移大于1GeV/c 时u,d夸克以及s夸克可以近似看作为质量为零. 此时拉格朗日量在SU(3)同位旋味道空间具有矢量变换以及轴矢量变换下的不变性 [19]:

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha_V^i \frac{\lambda^i}{2}} \psi, \quad \psi \rightarrow e^{i\alpha_V^i \frac{\lambda^i}{2} \gamma^5} \psi \quad (1.5)$$

其对应的Nother守恒流为矢流(vector current)以及轴矢流(axial vector current):

$$j_{V,i}^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\lambda_i}{2} \psi, \quad j_{A,i}^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \frac{\lambda_i}{2} \psi \quad (1.6)$$

对应的荷与哈密尔顿量对易 $[Q_i^{V,A}, H_{QCD}] = 0$,为守恒荷.

$$Q_i^V = \int d^3x \psi^\dagger \frac{\lambda_i}{2} \psi, \quad Q_i^A = \int d^3x \psi^\dagger \frac{\lambda_i}{2} \gamma_5 \psi \quad (1.7)$$

夸克场可通过手征算符分为左手和右手部分, $\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\psi$,并有:

$$\gamma^5 \psi_R = \psi_R, \quad \gamma^5 \psi_L = -\psi_L \quad (1.8)$$

即 $\psi_{R,L}$ 为手征算符 γ^5 的2个本征态. 此时拉格朗日量可写为:

$$L_{QCD} = \bar{\psi}_L i \gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i \gamma^\mu D_\mu \psi_R - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - (\bar{\psi}_L M^0 \psi_R + \bar{\psi}_R M^0 \psi_L) \quad (1.9)$$

同时变换 1.5可写为:

$$\begin{aligned} \psi_L &\rightarrow e^{-i\alpha_L^i \frac{\lambda^i}{2}} \psi_L, & \psi_R &\rightarrow \psi_R \\ \psi_R &\rightarrow e^{-i\alpha_R^i \frac{\lambda^i}{2}} \psi_R, & \psi_L &\rightarrow \psi_L \end{aligned} \quad (1.10)$$

在夸克质量为零的近似下,上述变换在同位旋味道空间中具有 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ 对称性. 左手夸克场和右手夸克场各自独立具有SU(3) 对称性, 在强相互作用中保持手征性, 对应的守恒荷为(同样与QCD哈密尔顿量对易):

$$\begin{aligned}
Q_i^L &= \int dx^3 \psi_L^\dagger \frac{\lambda_i}{2} \psi_L = \frac{1}{2} (Q_i^V - Q_i^A) \\
Q_i^R &= \int dx^3 \psi_R^\dagger \frac{\lambda_i}{2} \psi_R = \frac{1}{2} (Q_i^V + Q_i^A)
\end{aligned} \tag{1.11}$$

同样在 $m_q = 0$ 时, QCD拉格朗日量还具有另外一个整体的 $U(1)$ 对称性 (γ_5 变换)。

$$\psi \rightarrow e^{-i\alpha\gamma_5}\psi \tag{1.12}$$

对应的 (Noether) 守恒流为:

$$j_{A,0}^\mu = \bar{\psi} \gamma^{mu} \gamma_5 \psi \tag{1.13}$$

但是存在奇异项, 只有在 $m_q = 0$ 时才为0:

$$\partial_\mu j_{A,0}^\mu = \frac{3}{8} \alpha_s G_{\mu\nu}^a \bar{G}_a^{\mu\nu}, \quad \bar{G}_{\mu\nu}^a = e^{\mu\nu\alpha\beta} G_{\alpha\beta}^a \tag{1.14}$$

最终QCD的对称性变换为 $SU(3)_L \otimes SU(3)_R \otimes U(1)_V$, 即存在重子数守恒, 以及守恒的矢量流和轴矢量流。

1.2.4 对称性破缺

对称性破缺存在两种情况: 拉格朗日量明显破缺和对称性自发破缺。前者是由于拉格朗日量的明显不对称造成的, 例如QCD中夸克质量非零项。后者是由于真空基态引起的, 此时真空并不具有该对称性, 如图. 1.4(右), 由于存在简并的真空基态, 对于任一选定的基态, 对称性不再存在 [19, 20]。

实验观测到的矢量介子 $\rho (m_\rho = 776 \text{ MeV}/c^2)$ 与轴矢量介子 $a_1 (m_{a_1} = 1230 \text{ MeV}/c^2)$ 的质量差异 [21], 是QCD 手征对称性自发破缺的证据之一。根据Goldstone定理 [22], QCD 由于手征对称性的自发破缺产生了八种无质量的Goldstone玻色子 ($\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0, \bar{K}^0, \eta$, $SU(3)$ 味道空间), 由于夸克的非零质量造成的对称性明显破缺使这些Goldstone玻色子获得了质量。

为了描述手征对称性自发破缺的程度, 人们用Goldstone玻色子的真空期望作为量度, 例如 π 介子:

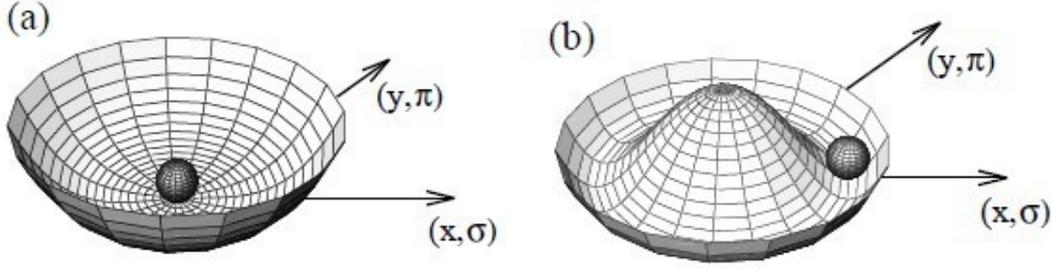


图 1.4: (左)对称基态, (右)简并基态。

$$\langle 0 | j_{A,K}^\mu(x) | \pi_j(p) \rangle = i \delta_{jk} f_\pi p^\mu e^{-ipx} \quad (1.15)$$

其中 $f_\pi = 93 \text{ MeV}$ 为 π 介子的衰变常数, 是描述对称性破缺的重要参量。

同样夸克场标量密度的真空期望值也可作为手征对称性破缺的标志量。在QCD微扰区域为零, 在对称性破缺时不为零(非微扰):

$$\begin{aligned} & \langle 0 | \bar{\psi}_q \psi_q | 0 \rangle \\ & \langle 0 | \bar{\psi}_q \psi_q | 0 \rangle = 0 \quad (\text{perturbative QCD}) \\ & \langle 0 | \bar{\psi}_q \psi_q | 0 \rangle \neq 0 \quad (\text{non-perturbative QCD}) \end{aligned} \quad (1.16)$$

通过GellMann-Oakes-Renner(GOR)公式 [23], 上述两种参量存在以下关系:

$$2m_q \langle \bar{q}q \rangle_0 = -m_\pi^2 f_\pi^2 \quad (1.17)$$

非微扰真空中的夸克凝聚($\langle \bar{q}q \rangle_0$)可通过GOR计算得到, 取 $m_q = (m_u + m_d)/2 = (4 + 7) \text{ MeV}/2 = 5.5 \text{ MeV}$, 并将 $m_\pi = 140 \text{ MeV}$, $f_\pi = 93.2 \text{ MeV}$ 代入其中可到 $\langle \bar{q}q \rangle_0 = -(246.5 \text{ MeV})^3$ 。

在 高能重离子碰撞中, 可能存在手征对称性破缺到恢复的相变过程。在这个过程中对矢量介子的研究特别引人们关注, 通过强子质量与夸克凝聚的关系, 多种模型计算表明在强相互作用介质中的粒子的质量将会发生改变, 如Brown-Rho(BR) 标度率 [24, 63], 结果表明在通常核物质密度下矢量介子 ρ 的质量将减小15-20%。另外还有如通过计算矢量介子与核物质中的其他强子相互作用而改变其性质的模型 [25]。

1.3 双轻子产生

无色的电磁探针,如光子和双轻子(正负电子, μ 介子对)是研究夸克胶子等离子体性质理想的探针,因为它们一旦产生,由于轻子和光子不参与强相互作用,不受碰撞后期强相互作用介质的影响. 能够携带介质的直接信息. 双轻子通过各种机制产生于碰撞的各个过程,可用于研究碰撞各个阶段性质. 近似的假设认为,双轻子的不变质量与产生时间相关,质量越大的双轻子产生于碰撞的越早期(图 1.5). 在最早的阶段,碰撞核子间的正负夸克对通过Drell-Yan 湮灭过程产生的双轻子的不变质量主要贡献于不变质量高于 $3 \text{ GeV}/c^2$ 的区域(HM). 伴随碰撞产生的高温高密介质的迅速热化,人们预期通过正负夸克对湮灭将产生大量的双轻子,但与早期DY 过程中产生的双轻子对不同,这些双轻子对主要集中在中间质量区域(IMR) $1 < M_{ll} < 3 \text{ GeV}/c^2$, 并且遵从热分布. 在IMR区间,这些热辐射产生的双轻子对的主要背景是来自于粲夸克介子通过半轻子衰变产生的轻子. 强子化后,主要的贡献预计来自于介子的湮灭和其他强子的衰变.人们特别感兴趣的通过 π 介子两体湮没产生的轻矢量介子. 化学冻结后,强子共振态衰变以及轻赝标量介子(如 π^0, η)的Dalitz衰变主要贡献在低质量区域(LMR) $< 1 \text{ GeV}/c^2$.

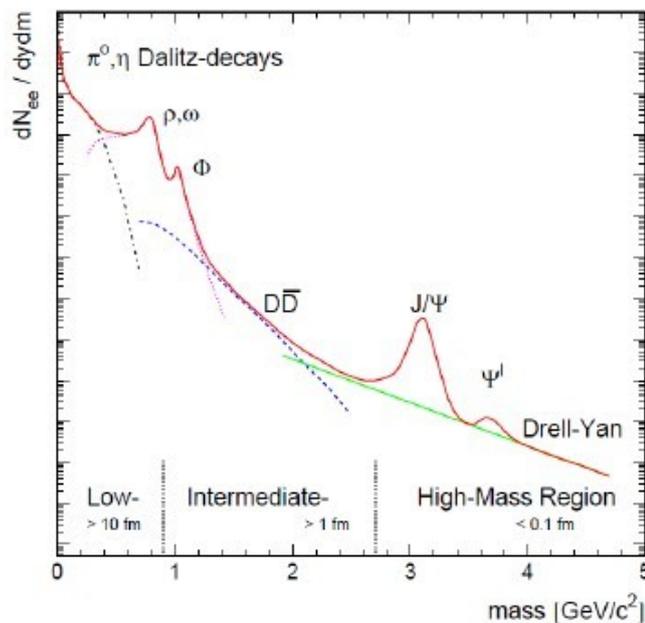


图 1.5: 相对论重离子碰撞中不同质量区间各种产额的比较.

1.3.1 Drell-Yan过程

在核-核碰撞中,Drell-Yan过程是指在初始碰撞阶段来自于一个核中核子的夸克与另一个核中的核子的反夸克湮灭成虚光子或者Z 玻色子,并最终衰变为双轻子的过程. 用深度非弹散射实验测得的核子中部分子分布函数,通过领头阶QCD计算可到的Drell-Yan 过程的反应截面, 其主要贡献在高不变质量区域 $HM(M > 3\text{GeV}/c^2)$.

1.3.2 直接光子

同样,直接光子也是探测碰撞中产生的介质性质的好的电磁探针.这些直接光子包括零质量的实光子以及非零质量的虚光子(通过双轻子衰变). 直接光子产生于部分子之间的非弹性散射. 例如, 夸克反夸克对湮灭产生一个光子和一个胶子, 夸克和胶子的康普顿散射产生一个夸克和一个光子. 直接光子携带了反映部分子动量分布的信息, 由热化介质中的部分子产生的直接热光子的动量分布可直接反映介质的温度. 是寻找QGP物质的重要探针.

1.3.3 重味粒子衰变(open charm and Bottom)

碰撞初期通过硬散射过程产生的 $c\bar{c}$ 夸克对各自独立的强子化为D 和 \bar{D} 介子,它们由一个轻夸克和一个c夸克组成,通常被称为“open charm(开粲)”介子. 这些介子继承了 $c\bar{c}$ 对强的背对背关联, 他们各自通过半轻子衰变产生一个轻子,这些轻子所组成的有关联的轻子对主要贡献在IMR 区域. 介质对c 夸克的影响,导致衰变产生的轻子的集体流以及大横动量的抑制, 对这些open charm 衰变的产生轻子对的不变质量有影响.

在IMR区间,这些来自于粲夸克介子通过半轻子衰变产生的双轻子是热辐射产生的双轻子对的主要背景来源. 对它们的测量是寻找热辐射双轻子必须解决的关键问题之一.

1.3.4 矢量介子

随着碰撞介质强子化, 预计双轻子的主要贡献来自于 π 介子以及其他强子之间的湮灭和散射.人们特别感兴趣的通过 π 介子两体湮没产生的轻矢量介子如(ρ, ω, ϕ), 它们可直接通过轻子对衰减, 其不变的质量反映了矢量介子衰变时的质量. 其中由于 ρ 介子短的寿命 $\sim 1.3\text{fm}$ (强子介质的寿命大约为10 fm), 是研

究手征对称性相变以及介质性质的理想探针 [26]. 因此研究矢量介子性质是双轻子实验的主要目的之一.

1.4 双轻子实验简介

现有的大量的实验测量了不同能量,碰撞系统中双轻子的性质.本节将简要介绍相应的实验结果,首先介绍的是位于美国劳伦斯伯克利国家实验室(LBNL)的Bevalac加速器DLS合作组,其次介绍位于德国GSI实验室SIS加速器的上进行的HADES合作组的结果.然后介绍欧洲核子研究中心SPS 加速器上NA45(CERES)合作组的结果,NA60合作组的双 μ 子的实验结果,WA98合作组直接光子的测量结果,以及简要介绍HELIOS/3合作组,美国托马斯杰弗逊国家实验室JLab的CEBAF加速器上的CLAS合作组,日本KEK实验室E235实验组, TAGX合作组,德国波恩ELSA加速器CBELSA/TAPS 的实验结果,最后是美国布鲁克海文国家实验室(BNL)相对论重离子对撞机(RHIC)上PHENIX合作组的实验结果,以及最新的欧洲核子研究中心(CERN)大型强子对撞机LHC上的实验结果.

1.4.1 DLS

位于美国LBNL实验室Bevalac加速器的双轻子谱仪(DLS)是一个固定靶实验.DLS合作组从1987年年初运行至Bevalac关闭,对双电子不同能量不同质量区间的产生进行了系统的测量. DLS 总共测得大约30K 双电子对. 主要的物理结果包括(1)pp和AA碰撞中双电子信号的存在,(2)观测到(π^0, η, ω)的介子衰变,韧致辐射和 Δ/N^* 的衰变, (3)pd/pp 比值强的能量依赖性证明 η 介子的存在,(4)pp和pd 实验中5GeV左右的双轻子实验结果的绝对数值和形状对当时存在的N-N模型的提出了疑问。(5)Ca-Ca 1AGeV 碰撞中产生的质量大于500MeV的双轻子提供了 π 介子湮灭过程的迹象 [27].

1.4.2 HADES

位于德国GSI实验室SIS加速器上的高接收度的双电子谱仪(HADES)也是一个固定靶实验.已测量了轻离子低能量碰撞中双电子的不变质量连续谱至 $M_{ee} = 1 \text{ GeV}/c^2$,例如1和2 AGeV C-C 碰撞实验. 实验结果中正负电子对产额与由模拟 π^0, η, ω 衰变等产生的正负电子对相比,总体上质量低于 $0.15 \text{ GeV}/c^2$

时实验数据可以用模拟很好的解释,但是在质量 $0.15-0.50 \text{ GeV}/c^2$ 区间实验结果比模拟结果高 [28-30]. 另外在模拟中 ρ, Δ 共振态衰变产生的双轻子贡献也不足以解释实验数据测得的双轻子产额. 通过与DLS 实验结果的比较,人们发现HADES 和DLS 的双电子结果非常的符合,因此对已有的双轻子产生的理论描述提出了质疑.

1.4.3 NA45/CERES

NA45 合作组的另一个的更被人熟知的名字- 切伦科夫环形电子能谱仪(CERES)同样也是一个固定靶实验,位于欧洲核子研究中心(CERN) 超级质子同步加速器(SPS)上的实验装置.它测量束流能量40-200 AGeV重离子碰撞中双电子的不变质量连续谱.

虽然在质子引起的碰撞(如: p-Be, p-Au at 450 AGeV)中双电子的产额可以很好的被模拟结果解释 [31, 32],但是同样在重离子碰撞中(如: S-Au 200AGeV)人们观测到在双轻子质量大于200MeV左右实验数据产额高于模拟的产额. CERES进一步实验,在40和158 AGeV的Pb-Au 碰撞中观测到同样的结果,在相同的质量区间实验数据比模拟结果高. 在158AGeV 的Pb-Au 碰撞中,人们研究了不同横动量以及不同碰撞中心度下这些产额增强的特点,人们发现这些增强的产额主要集中在低横动量区域,并且随着碰撞产生的带电粒子数的数目显著地增加.这样的结果提醒人们 π 介质湮灭产生的矢量介子可能对结果有重要的影响.因此人们通过模型计算三种不同情况下的贡献: (1)真空中自由的 π 介子湮灭过程,(2) 假设介质中的 ρ 介子遵循Brown-Rho标度(dropping mass),(3) 有介质效应的 ρ 分布函数. 这些模型基于热平衡火球模型演化来包含碰撞的整个演化过程,其中实验上确定的冷却条件(115MeV, $0.33\rho_0$) 以及初始条件(190MeV, $2.55\rho_0$), 和有限的 ρ 介子化学势. 计算结果表明真空中自由的 π 介子湮灭过程不能解释实验数据,其结果对 ω 峰质量区域的产额有非常高的贡献,但是对 $0.2-0.7 \text{ GeV}/c^2$ 附近的产额影响很小, 因此人们得出介质效应在其中可能有很重要的贡献的结论.但是数据的误差让人们难以区分是由于质量减小(dropping mass) 还是由于介质中碰撞展宽(in-medium collisional broadening)的过程,这两种情形都能对当时的实验数据给出合理的解释.

1.4.4 NA60

NA60同样是基于欧洲核子研究中心(CERN)SPS加速器的实验装置,是通过升级NA50硅顶点探测器而来的.NA50研究的是双 μ 子而不是双电子,因为 μ 子的质量比较大(和 π^0 质量相当),因此不会有像 π^0 通过Dalitz衰变产生的双电子一样对双电子谱产生非常高背景.对于158 AGeV的Pb-Pb碰撞实验,NA50的实验结果表明在双 μ 子质量1.15 - 2.56 GeV/c^2 区间,实验测得的双 μ 子产额比预期的来自于open charm衰变和Drell-Yan过程的贡献高出大约1.65倍.有由于Drell-Yan过程产生的双 μ 子质量分布的形状,与观测到的产额升高的部分不同,因此人们排除这些高出的产额来自于更多的Drell-Yan过程.人们通过比较p-A碰撞过程中open charm产生的双轻子质量谱,发现与实验中的产额增强的部分比较一致.虽然如此,热辐射产生的双轻子贡献仍然是有可能的 [33, 34].

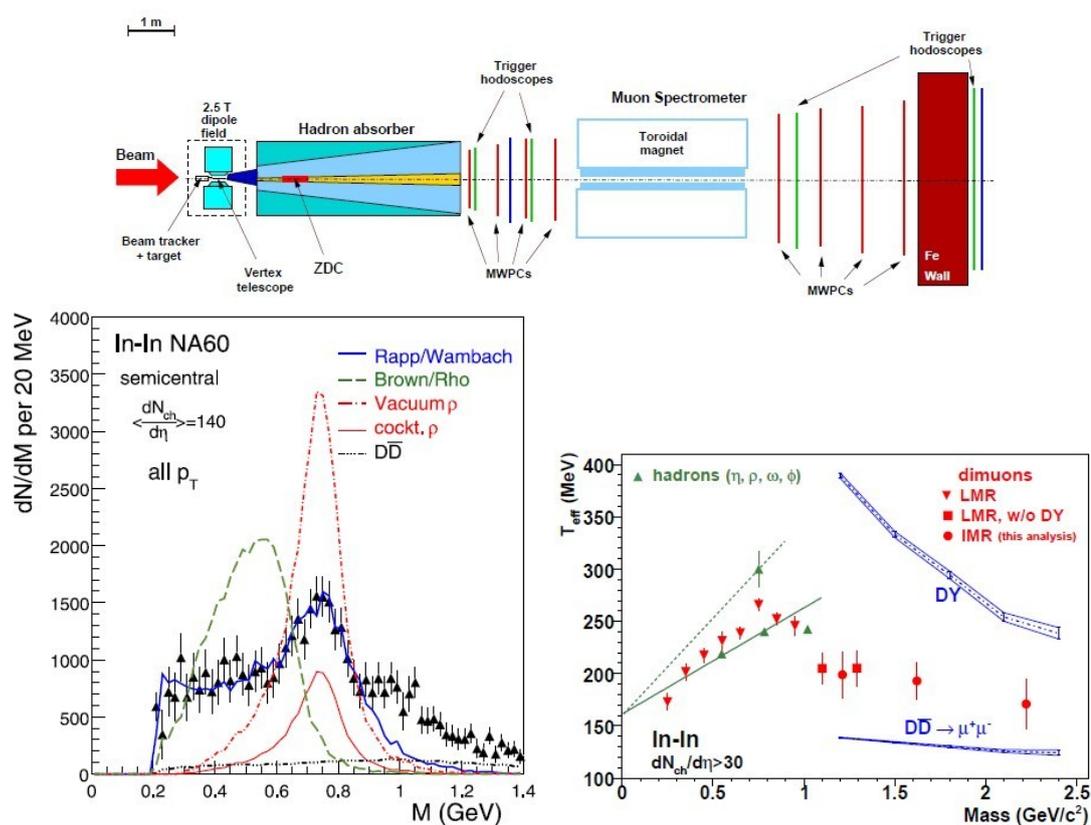


图 1.6: (上)NA60探测器结构示意图, (左)NA60双 μ 子测量的产额增强的分布, (右)对应的有效温度的测量

通过硅顶点探测器的升级,使NA60能够测量 μ 介子的径迹和碰撞顶点之间的距离.由于D介子的寿命比较长,与近顶点产生的双 μ 的径迹不同(如,热辐射产生的双 μ 子,寿命短的共振态衰变),其衰变顶点与碰撞顶点的距离比较远.因此通过测量一个与双 μ 子各自与碰撞顶点的量,可以区分来自于open charm衰变产生的双 μ 子和近顶点产生的双 μ 子.测得的衰变顶点距离分布通过与模拟的open charm和近顶点衰变(如 J/Ψ 衰变)的分布比较,可以得到open charm衰变的双 μ 子的贡献,其结果与NA50通过p-A实验结果外推出来的open charm结果比较相似.同样得到的近顶点衰变产额与Drell-Yan相比高出大约2.4倍.

此外,NA60观测到158AGeV的In-In碰撞中在双 μ 子不变质量在较低的区间($< 1. \text{GeV}/c^2$)同样有产额的增强.由于其结果有非常高的数据统计量,使得人们能够研究扣除 ρ 贡献以外的其他部分的贡献以后的分布.前面提到NA50的实验结果能够有两种不同的情形解释in-medium broadened ρ 分布函数和dropping-mass.但是对于更高统计的NA60双轻子实验结果,通过比较,人们清楚地发现in-medium broadened ρ 和实验结果符合得更好 [34].

为了进一步研究这些增强的产额的性质,人们分析不同质量区间横不变质量谱的分布 [35],并通过指数分布拟合得到相应的inverse slope parameter(T_{eff}).人们发现在低质量区间这些高出的产额有效温度(T_{eff})的分布与强子(η, ω, ϕ)得到的结果一致,显示出对不变质量的线性增加,与由于径向流造成的质量依赖性一致.通过比较,发现真空 ρ 的 T_{eff} 比其他强子的 T_{eff} 高,说明这些真空 ρ 是在介质开始冻结时衰变的,因而受径向流的影响的时间较长,所以其 T_{eff} 较高.另一个惊奇的结果则是 T_{eff} 随不变质量的变化在 ϕ 介子质量附近有大的变化,在经过低质量区间($< 1 \text{ GeV}/c^2$)的线性增加后,在中等质量区间($1 \text{ GeV}/c^2$ 左右)突然下降.人们推测这是由于中等质量区间的双轻子可能来自于更早期的部分子阶段,而此时径向流尚未形成(或者很小).人们奇怪地发现不同质量区间的横质量分布在横质量小于 $0.2 \text{ GeV}/c^2$ 时的分布比较陡峭,与径向流期望的结果不太一致,但是 ϕ 介质并没有这样的现象.

1.4.5 WA98

同样WA98(大接收度光子强子谱仪)也是基于欧洲核子研究中心(CERN)SPS加速器的固定靶实验.该实验进行了158AGeV Pb-Pb碰撞中直接光子的测量.通过统计的方法扣去背景光子的贡献后,发现重离子碰撞中产生的直接光子

比质子引起的碰撞中直接光子的产额高 [36, 37].

1.4.6 HELIOS/3, KEK, TAGX, CLAS, CBELSA/TAPS

HELIOS/3是欧洲核子研究中心(CERN)SPS加速器的固定靶实验.通过比较200GeV 每核子p-W, S-W碰撞实验中双 μ 的产额,发现 ϕ 介子不变质量以下的双 μ 子产额在S-W中比p-W中高 [38].

日本的KEK-E235实验组在12GeV的p-C和p-Cu碰撞中,通过研究双电子谱发现 ρ, ω 介子的质量变小了9% [39]. 日本东京大学INS 机构的TAGX 实验组通过1.3GeV的电子束产生光子而进行的 γ -3He 反应中,发现通过 $\pi\pi$ 重建的 ρ 质量下降了大约160MeV [40, 41].

CLAS(CEBAF Large Acceptance Spectrometer)是基于美国杰弗逊实验室(JLab) 的CEBAF(Continuous Electron Beam Accelerator Facility) 加速器的固定靶实验装置. CEBAF能够提供的能量为大约3GeV或者4GeV的电子束流,能够进行e-p, e-LD2, e-C, e-Ti, e-Pb 等碰撞实验, 通过韧致辐射可得到0.61 - 3.82GeV的光子, 从而进行光子诱发的碰撞例如(γ -p, γ -LD2, γ -C, γ -Ti, γ -Pb). CLAS 是一个 4π 方位角的大接收度探测器, 其中心为漂移室(Drift Chambers), 能够提供带电粒子的径迹, 漂移室外层为飞行时间探测器(TOF), 能够提供带电粒子种类的鉴别, 同样还有其他的探测器如契仑柯夫计数器, 电磁量能器等提供电子的鉴别. 与KEK-E235结果不同, CLAS的 γ -A 实验中双电子结果并没有发现 ρ 介子质量大的下降 [42, 43].

位于德国波恩的ELSA加速器上的实验组CBELSA/TAPS, 研究了 γ -A 实验中通过 γ 和 π^0 重建的 ω 介子的性质 [44], 发现其质量下降为约722MeV(真空中质量为约782MeV).

1.4.7 RHIC - PHENIX

在布鲁克海文国家实验室(BNL)的相对论重离子对撞机(RHIC) 能够提供的最高质心能量每核子对至200GeV的多种重离子碰撞.例如d + Au, Cu + Cu, Au + Au, U + U 碰撞, 以及500GeV每核子对的p + p碰撞. 并且其碰撞能量能够不断调节, 可低至SPS能区, 因此可通过能量扫描覆盖大的区域, 对寻找QCD相图中的相变点非常重要, 因此RHIC是世界上迄今为止最好的重离子碰撞装置之一.

PHENIX实验组(Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment)是RHIC最大的两个探测装置之一. 主要用于研究碰撞中产生的轻子(e, μ)以及光子. 其探测器主要由四个臂以及两套全局探测装置组成. 其中2个臂安装在中心快度区域的(Central arms), 在赝快度方向上覆盖 ± 0.35 , 及 $\pi/2$ 的方位角区域. 在前向快度区域两侧各有一个臂用于探测 μ . 两套全局探测器包括束流计数器(BBCs)和零角度量能器(ZDC)用于碰撞事件的触发信号以及事件的全局变量例如,碰撞时间,碰撞位置和碰撞中心度等.

其中心快度区域的两个臂是其主要的探测器. 能够提供带电粒子的径迹以及动量($0.2 - 20\text{GeV}/c$),和粒子的鉴别. 可通过契伦柯夫(RICH)探测器和电磁量能器与漂移室的关联鉴别电子. 同样电磁量能器还能够鉴别光子, 其他的强子可通过飞行时间探测器鉴别.

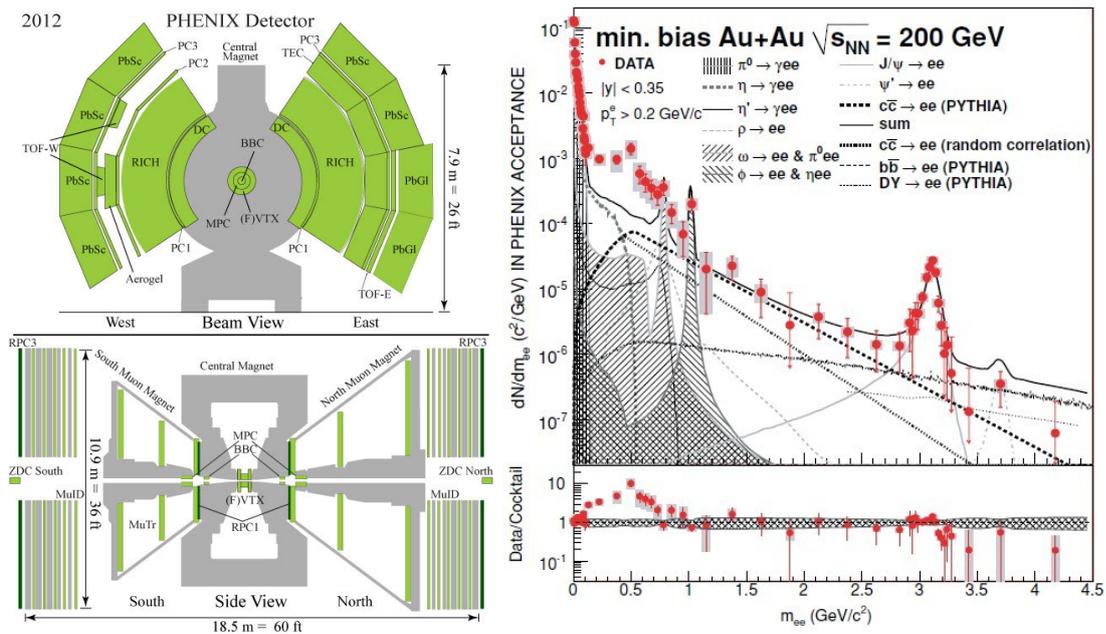


图 1.7: (左)PHENIX探测器结构示意图, (右)PHENIX测量的AuAu200GeV碰撞中的双电子分布。

通过多年的实验,PHENIX 收集了许多的实验数据如 $p + p$, $\text{Cu} + \text{Cu}$, $\text{Au} + \text{Au}$ 不同碰撞能量下的双电子产额. 其中最受人们关注的是其200GeV $p + p$, $\text{Au} + \text{Au}$ 的实验结果. 其200GeV $p + p$ 作为实验结果的基线,得到了人们预期的结果, 其产额与模拟各种强子产生的双电子得到的产额一致,证明了实验的可

行性. 但是在200GeV Au + Au 碰撞中得到了不一样的结果, 在双轻子不变质量0.15-0.7GeV/ c^2 区间, 实验结果比预期的通过各种强子衰变得到的产额高出了许多 [45]. 起初人们以为该结果与之前(NA60) 的实验结果一至,可能是由于介质中通过强子湮灭产生的 ρ 的贡献, 但是通过计算表明这种过程不足以描述实验结果, 同样通过dropping mass得到的结果也不足以描述实验结果. 人们推测这可能是由于在部分子阶段通过正负夸克湮灭产生的双轻子,但是计算仍然与实验结果不同. 至此人们还无法解释所得到的实验结果, 因此激发了理论学家以及新的实验的兴趣.

PHENIX测量了直接光子的结果,其200GeV p + p中直接光子的产额已NLO pQCD以及FONULL计算结果一致,但是在200GeV Au + Au 碰撞中其直接光子的产额在低横动量区间有大的增强, 人们认为可能是由于部分子阶段的热辐射所产生的光子所造成的 [46].

1.4.8 LHC - ALICE, CMS, ATLAS

位于瑞士日内瓦的欧洲核子研究中心是世界上研究核物质性质最尖端的实验室之一, 其大型强子对撞机LHC是世界上能量最高的相对论对撞机,其隧道长达27 公里, 横越法国和瑞士边界, 能够提供质心能量每核子最高达11.5TeV的重离子碰撞(图. 1.8). 其主要物理目标是探寻物质质量起源的玻色子,超对称,暗物质,以及超出标准模型(Standard model)的新物理现象. LHC 共有6个实验在运行,包括2个大规模实验ATLAS(A large Toroidal LHC Apparatus)和CMS(The Compact Muon Solenoid an Experiment for the Large Hadron Collider at CERN), 2 个中型实验ALICE(A Large Ion Collider Experiment at CERN LHC) 和LHCb(Large Hadron Collider beauty experiment) , 以及2 个小型实验TOTEM(Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC)和LHCf(Large Hadron Collider forward).

其中ALICE主要是用于研究重离子碰撞实验的装置,探索和研究QCD高温高密下的夸克胶子等离子体及其性质. 其探测器结构与RHIC-STAR结构大体相似,中心快度区域(+/-0.9)的全方位角探测器, 中心有时间投影室(TPC),TPC外层有飞行时间探测器(TOF), 以及ITS(Inner Tracking System)和TDR(Transition Radiation Detector)等探测器.在前向ALICE安装有 μ 子探测器,可探测快度区间为2.5 - 4的 μ 子.

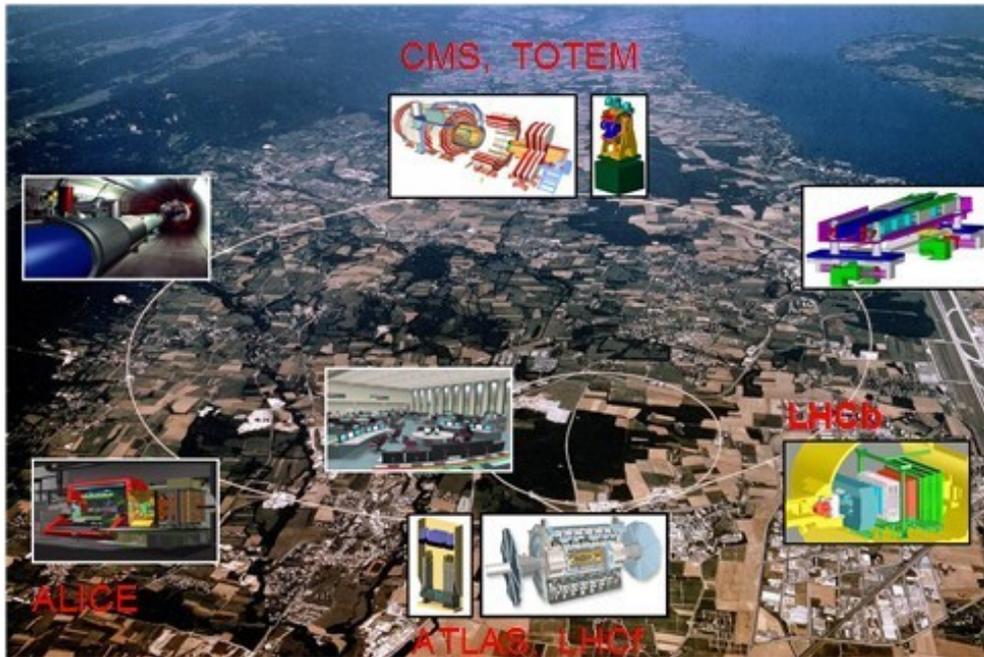


图 1.8: 欧洲核子研究中心大型强子对撞机(LHC)及其相应实验装置示意图

初步的7TeV $p + p$ 碰撞的实验中,中心快度的双电子的实验结果与预期的通过强子衰变的双电子产额基本一致 [48],为进一步进行研究Pb - Pb 实验提供了良好基础.

对于前向的双 μ 子实验结果,同样初步的7TeV和2.7TeV $p + p$ 碰撞实验中实验结果与预期相符,其Pb+Pb实验结果在进一步的研究过程中 [49].

CMS和ATLAS实验组同样都有相应的双轻子实验.

1.5 小节

双轻子实验是重离子碰撞中,研究新物质形态QGP(夸克胶子等离子体)及其性质,研究QCD相图,寻找QCD相变及其临界点的重要手段之一,本文简要介绍了双轻子实验的主要研究成果,以及理论发展的主要方向. 现有的实验结果对人们有很大的启发,对物理理论和实验的进一步发展提出了更高的要求.

在布鲁克海文国家实验室(BNL)相对论重离子对撞机(RHIC)上的另外一个重要的实验装置STAR(Solenoidal Tracker At RHIC), 是用于研究相对论碰撞的大型探测器.其中2009年TOF探测器的安装极大的提高了STAR探测器的粒子鉴

别能力,特别是对于低动量的电子,使得STAR能够鉴别纯度高的电子,从而能进行双电子的实验研究. 本文主要基于RHIC-STAR 探测器实验数据,研究200GeV Au+Au对撞中双电子的性质.

第二章 RHIC-STAR实验装置

2.1 相对论重离子对撞机(RHIC)

1991年开始建造,2000年开始运行的位于美国纽约长岛布鲁克海文国家实验室的相对论重离子对撞机(The Relativistic Heavy Ion Collider) 是现有的世界上最先进的对撞装置之一. 可以进行高亮度的重离子对撞和极化的质子对撞实验. 能够将重离子和质子分别加速到质心能量高达每核子100GeV 和250GeV. 通过高能量的重离子对撞研究并探索新物质形态和QCD相图, 以及通过极化质子对撞实验研究核子结构,如图. 2.1

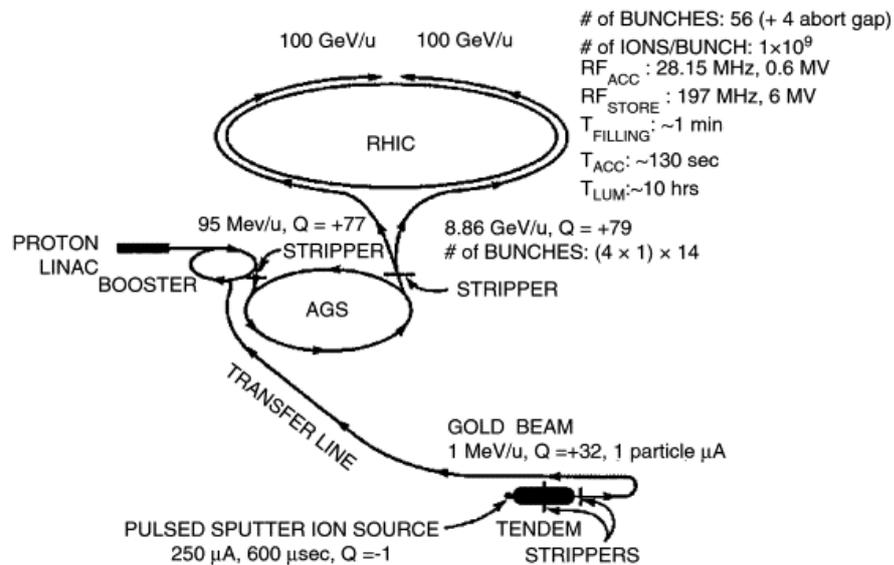


图 2.1: 美国布鲁克海文国家实验室的重离子加速器对撞机(RHIC)分布示意图

整个RHIC装置包括范德格拉夫串列加速器(Tandem Van de Graaff accelerator),直线加速器(Linear Accelerator),增强器(Booster Synchrotron)和交变梯度同步加速器(Alternating Gradient Synchrotron -AGS).离子脉冲发射源(Pulsed Sputter Ion Source)产生的金原子经历三个不同的加速过程后注入到RHIC环中:

1. 在串列加速器中金原子通过静电加速,并剥离掉一些电子,离开时,离子能量为1MeV/A,电荷为 $Q=+32e$. 最终经过直线加速器后的离子被送到增强器中.
2. 增强器是一种结构紧凑的环形加速器,能够为离子提供更多的能量.通过交变电磁场离子能量不断提高,速度不断加快,以接近光速. 在增强器中的Au($Q=+32e$)离子被加速到95MeV/A,并且在最终穿过剥离片的时候将其电荷增加到 $Q=+77e$
3. 从增强器中出来的离子($Q=+77e$)速度大约为光速的37%.进入AGS后不停地旋转加速,进一步加速至8.86GeV/A, 大约达到99.7% 光速. 在AGS和RHIC对撞机环的运输线之间, 金离子的最后两个1s电子通过剥离膜而剥离.最后完全剥离的裸金核($Q=+79e$)被注入到RHIC 中,在RHIC 中加速到碰撞能量,并存储达8小时.

RHIC同样能够提供高能量的质子束流,质子束通过直线加速器(Linear Accelerator)提供(能量为200MeV),经过Booster Synchrotron 和AGS 加速后注入到RHIC环中.

RHIC由两个同心的超导储存环组成,分别称为兰环(blue ring) 和黄环(yellow ring),他们有各自的弯曲和聚焦磁铁以及高频腔,但共用一个周长约为3.8公里的隧道. RHIC环上一共有6 个对撞点,4个装有实验探测器, 其中2个大的实验探测器是STAR(6点钟位置)和PHENIX (8点钟位置),2 个小的探测器是PHOBOS (10 点钟位置)和BRAHMS(2点钟位置). 至今RHIC上进行了一系列的p+p,d+Au,Au+Au,Cu+Cu以及U+U 对撞实验.

2.2 STAR探测器

STAR全称RHIC上的螺线管探测器(The Solenoidal Tracker At RHIC) [50],有多种子探测器和主要径迹探测器组成,具有中心快度区域的全方位角接收度($|\eta| < 1, 2\pi$),能够直接提供大动量范围(0.2-30GeV/c)的带电粒子信息(动量,以及粒子种类),图. 2.2.

磁场: STAR的磁铁是桶形结构,长6.85m,内径5.27m,外径7.32m.能够提供沿桶轴方向最大为 $B=0.5T$ 的均匀磁场. 径迹探测器通过测量带电粒在磁场中的弯曲程度来测量粒子的动量. STAR磁铁能够提供不同大小和方向的磁场.

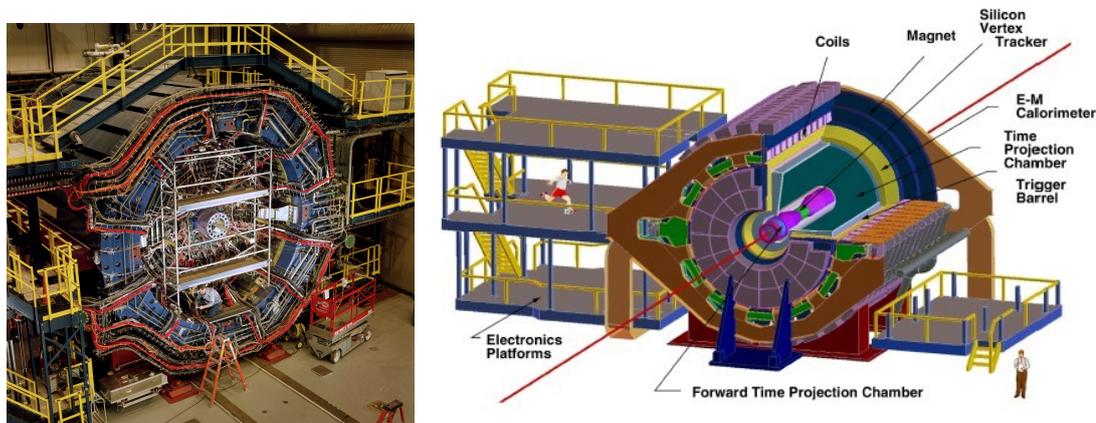


图 2.2: STAR探测器机构示意图

径迹探测器: 时间投影室(Time Projection Chamber - TPC)是STAR 主要的径迹探测器 [51],它覆盖赝快度 $|\eta| < 1.8$, 2π 方位角接收度. 下一节将介绍TPC探测器的细节.在束流管外层有硅顶点跟踪(Silicon Vertex Tracker - SVT)和硅条探测器(Silicon Strip Detector - SSD),能够提供额外的高位置分辨的粒子径迹,从而提高重建次级顶点的弱衰变粒子的能力. 虽然这些内层径迹探测器能够提高次级顶点的重建能力,但是这些探测器的材料会产生大量的光电子,对电子相关的分析造成巨大的背景,因此SVT和SSD 在2008 年从STAR探测器中撤除.为了提高前向快度的径迹探测,STAR安装了一个径向漂移TPC(Forward Time Projection Chamber - FTPC),能够覆盖对称的赝快度 $2.5 < \eta < 4$ 以及 2π 方位角接收度. 为了提高前向快度径迹探测的精度,在前方区域,STAR 正在准备安装基于GEM(Gas Electron Multiplier) 技术的前向GEM 探测器(Forward GEM Tracker - FGT).为了提供重味夸克(主要是c 夸克和b夸克)粒子更精确的次级衰变顶点,STAR正在安装一个新的硅顶点探测器- 重味夸克探测器(Heavy Flavor Tracker - HFT). HFT 有2层像素探测器($30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}/\text{pixel}$)分别在距离束流中心2.5cm 和7cm 的位置,并且加上位于束流管和TPC之间的SSD组成, 预计2014年将会完全安装。

电磁量能器: STAR的电磁量能器由桶部电磁量热仪(Barrel Electro-Magnetic Calorimeter - BEMC) [55]和端部电磁量能器(Endcap Electro-Magnetic Calorimeter - EEMC) [56]. BEMC位于TPC 外层,覆盖赝快度 $|\eta| < 1$, 2π 方位角接收度. 与BEMC的相对应EEMC 在TPC 的端部,覆盖赝快度 $1 < \eta < 2$, 2π 方

位角接收度.EMCs 能够测量事件的横能量,以及高动量的光子,电子和电磁衰变的强子,并且能够提供高动量粒子事件的触发.

飞行时间探测器: STAR的飞行时间探测器(Time Of Flight - TOF)是基于多气隙电阻板室(Multigap Resistive Plate Chamber - MRPC)技术的探测器 [53]. 位于之间的TPC 和BEMC 之间, 覆盖赭快度 $|\eta| < 1, 2\pi$ 的方位角接收度,其时间分辨率约为100ps, 对动量大于0.5GeV/c 的带电粒子探测效率为高于95%. TOF的触发系统是升级后的赭顶点的位置探测器(upgraded Pseudo Vertex Position Detectors - upVPD) [54], 位于束流方向距离对撞点5.7m的两端, 能够为TOF 提供的对撞起始时间信息, 并测量束流方向的对撞点位置信息. 下节将介绍TOF探测器的详细信息. 基于TOF技术STAR发展了测量 μ 子的探测器MTD(Muon Telescope Detector), 通过STAR的BEMC以及磁铁吸收电子和 π 从而实现对 μ 的测量, 预计2014年将会安装完全.

前向光子,介子探测器: 在赭快度的方向,比EEMC更前向的区域,STAR 安装一个光子多重数探测器(Photon Multiplicity Detector -PMD),覆盖赭快度 $2.3 < \eta < 3.5$ 接收度.PMD可以测量前向高粒子密度区间的光子多重数以及空间分布.在更向前的区域,STAR安装了另一个量能器,前向 π^0 介子探测器(Forward π^0 Detector - FPD), 用来测量大快度区域的 π^0 介子. 2008 年STAR 完成了FPD 探测器的升级, 成为一个更大的前向介子探测器(Forward Meson Spectrometers - FMS),可以测量大快度区域($2.5 < \eta < 4$)的中性粒子如 π^0, η 和 J/ψ .

触发器: STAR的触发系统的频率为10MHz,通过快探测器的输出为慢探测器提供事件甄别. 为触发系统提供快速输入的探测器包括中心快度($|\eta| < 1$)的Central Trigger Barrel(CBT),前向快度的Zero-Degree Calorimeters(ZDC, $\theta < 2$)和Beam-Beam Counter (BBC) [57]. CBT 包围在TPC 的外层,通过测量中心快度区域的带电粒子数进行触发, CBT现在已被TOF探测器所取代. ZDC通过测量前向快度中性粒子的能量进行触发.BBC由六角形的闪烁体阵列组成,安装在距离对撞点3.5m 的位置,它是测量束流亮度相关量的主要探测器,并且能够通过控制碰撞时间区别p+p 对撞事件和背景事件. 其他一些探测器用于特殊触发,例如赭顶点的位置的探测器(pseudo Vertex Position Detectors - pVPDs) 或升级pVPDs(upVPD)用于TOF触发事件,以及BEMC用来触发高横向动量(p_T)粒子的事件等.

2.2.1 时间投影室(TPC)

时间投影室(Time Projection Chamber - TPC)是STAR 探测器的主要径迹探测器(图. 2.3) [51].TPC能够探测粒子的径迹,测量其动量,并且通过测量粒子在TPC 气体中的电离能损(dE/dx)对粒子进行鉴别. TPC 是一个桶状结构的气体漂移室,长4.2m, 直径为4m, 与束流同轴, 气体室的内半径和外半径分别是0.5 m和2.0m 的.在磁场强度为 $B=0.5T$ 时, 能够测量横动量为 $0.15 < p_T < 30 GeV/c$ 的带电粒子. TPC 覆盖中心快度($|\eta| < 1$) 2π 方位角接收度,

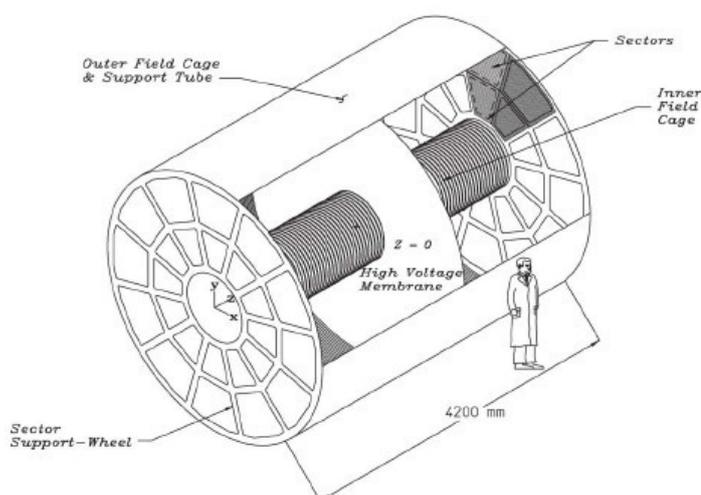


图 2.3: STAR时间投影室(TPC)示意图

TPC被中央膜(central membrane)分为两部分. Central membrane 提供阴极高压,通常电压为28kV. 在TPC的外层和内层有183道环形电阻丝,将central membrane到阳极的电场分为等电位差(135V/cm)的漂移场. TPC 的工作气体是两种气体的混合物P10(Ar90%+CH410%),工作气压比标准大气压高2mbr. 在135V/cm 的漂移场中, 电子在P10气体中的漂移速度是很快 $\sim 5.45 cm/\mu s$. TPC的工作气体需满足多种要求,其电离增益约为3770(内层)和1230(外层), 内和外层正常的阳极电压分别为1170V 和1390V. TPC读出系统使用的是多丝正比室(Multi-Wire Proportional Chamber - MWPC)结构,主要包括4个部分, 读出片, 阳极丝, 场丝, 网漏组成. TPC读出板分为12个单元. 每个单元被分为内层和外层扇区. 外层读出片面积较大,间距较小,能够提供好的粒子能损测量,提供好的粒子鉴别. 内层读出片面积小,间距大, 位置分辨率较高,提供较好的动量分

辨(顶点附近粒子密度较高,需要高的位置分辨).TPC一共有136608读出片,能够提供(x,y)的坐标信息,z方向能够提供的512个读出时间段,位置分辨率约为0.5 - 1.0mm.图.2.4左为TPC单个扇区,右为读出单元.

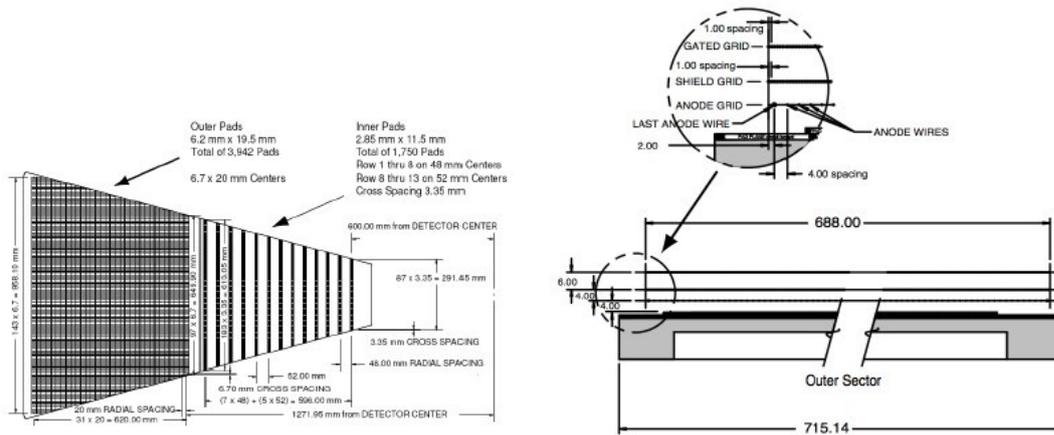


图 2.4: (左)TPC读出扇区示意图, (右)读出单元机构示意图

带电粒子穿过TPC时,通过电离激发使气体外层电子从气体原子中逃离.这些电子在TPC高压电场的作用下移向TPC端部,在穿过阳极丝后漂向场丝的过程中发生雪崩放大,在读出片上感应出来的镜像电荷,经过读出系统的进一步放大和分析,数字化后通过光纤传输到STAR的数据采集系统(Data Acquisition system - DAQ).

传送到DAQ的数据记录成千上万个ADC以及TDC的原始数值,这些原始的数值通过TPC的凯曼滤波法重建得到粒子电离的位置,径迹,以及碰撞的顶点位置等.收集到的所有粒子电离位置的3维坐标后,通过Timing Projection chamber Tracker (TPT)算法拟合粒子螺旋径迹.得到的粒子径迹加上另外其他径迹探测器得到的粒子位置信息一起重新通过凯曼滤波法拟合(Kalman filter).这些拟合得到的粒子径迹称为全局径迹(Global track),通过拟合所有的全局径迹得到碰撞顶点(primary vertex)的位置.得到碰撞顶点之后,对与碰撞顶点最小距离(distance of closest approach - dca)小于3cm的全局径迹进行重新拟合,要求其来自于碰撞顶点,这样得到的径迹称为原始径迹(Primary track),由于碰撞顶点有较高的位置分辨,因此原始径迹的精度比全局径迹高.碰撞顶点的位置分辨大约为350 μ m,全局径迹的数量越多,顶点的位置分辨越好.TPC的原始径迹的重建效率与粒子种类,动量,径迹选择的条件,碰撞多重数有关.在黄金周

边碰撞中对于 $p_T > 0.4$, $|\eta| < 0.7$, $dca < 3cm$, 拟合位置数大于24(number of fit points)的粒子效率大约为90%, 中心碰撞中大约为80%.

TPC通过测量带电粒子穿过TPC气体时的电离能损(dE/dx)对粒子进行鉴别. 粒子的平均能损 $\langle dE/dx \rangle$ 可以用Bethe-Bloch 公式表示为 2.1 [52]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.1)$$

其中 z 为粒子的电荷(以 e 为单位), $\beta = v/c$ 为粒子的速度, ρ 为介质的密度, N_0 为阿伏加德罗常数, m_e 为电子质量, $r_e = e^2/m_e$ 为经典电磁半径, c 为光速, Z 为气体的原子序数, A 为气体的原子量, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, I 为平均的激发能. $E_M = 2m_e c^2 \beta^2 / (1-\beta^2)$ 是单次碰撞最大的转移能量. 图. 2.5 给出了在STAR的TPC探测器中测量到的不同粒子的能量损失(dE/dx). 不同带子对应着不同的粒子, 可见具有相同的动量的不同粒子种类, 它们的能量损失是不同的. 对于Au+Au碰撞, 通过对 dE/dx 的测量可以使 π 和K分辨到 $\sim 0.7GeV/c$, p和 π , K分辨到 $\sim 1.1GeV/c$.

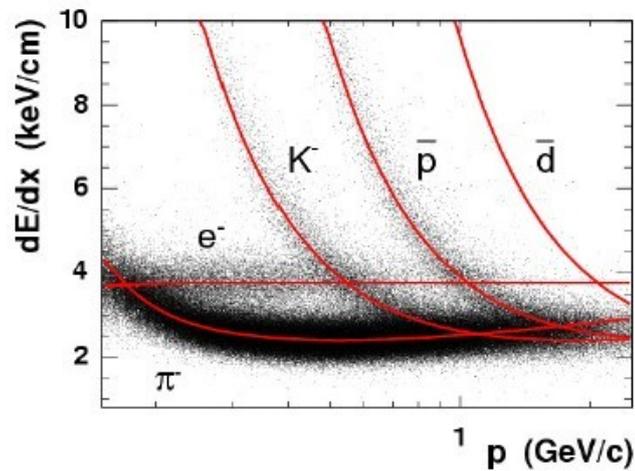


图 2.5: STAR-TPC测量的带电粒子能损 dE/dx 示意图

2.2.2 飞行时间探测器(TOF)

STAR飞行时间探测器(TOF)采用多气隙阻性板室(Multigap Resistive Plate Chamber - MRPC)技术, MRPC技术首先由欧洲核子中心的ALICE实验组发展

起来, 并应用到飞行时间探测器上, 能够得到很好的时间分辨率 [53].

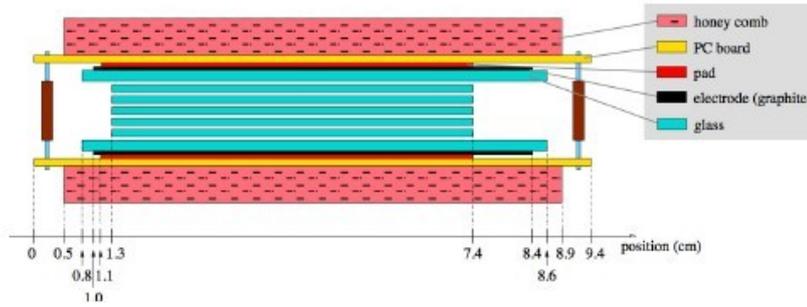


图 2.6: MRPC结构示意图。

图. 2.6显示了MRPC的模块的切面图, 简单的说MRPC是由一系列平行玻璃电阻板组成, 玻璃板之间用尼龙丝分隔成0.22mm的气隙. 内层玻璃电阻板长20cm, 宽6.1cm, 厚度为0.54mm, 体电阻率约为 $8 \times 10^{12} \Omega \cdot cm$. 外层玻璃板长20.6cm, 宽7.6cm, 厚度为1.1mm, 通过石墨电极与高压相连. 这样就可以在气隙中形成一个均匀的强电场. 当带电粒子穿过气隙时, 在灵敏区内电离产生的电子立即开始雪崩过程, 而玻璃板由于其电阻性不会参与产生感应电荷, 对粒子雪崩产生的感应电荷透明, 感应电极上将收集到各个气隙的感应电荷之和. 读出电极通过读取感应电极上的感应电荷记录粒子到达TOF探测器的时间.

一条TOF板包括32个沿束流方向放置的MRPC模块(Module). 每个模块包括6个单元(cell/channel), 其读出方向沿方位角方向(图. 2.7).

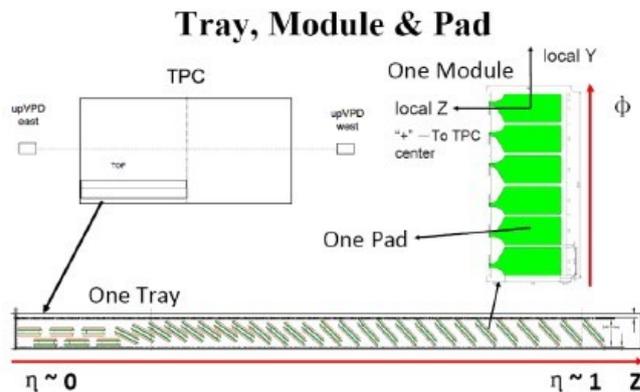


图 2.7: STAR-TOF单条TOF tray结构示意图。

TOF系统由两部分组成,桶部的TOF板以及顶点位置探测器(VPD),分别测量粒子的终止(到达TOF探测器的时间)和起始(碰撞发生的时间)时间,从而提供粒子飞行时间,结合TPC提供的粒子径迹的长度以及动量信息,可以得到粒子的速度和质量等信息,从而对粒子进行鉴别.

STAR飞行时间探测器由中美专家联合研制开发,于2006年开始批量生产,2010年全部安装成功,时间分辨率小于100ps.图. 2.8中显示,通过飞行时间探测器,STAR 谱仪的 π 介子和k介子分辨可以从0.7GeV/c提高到1.8GeV/c,质子的鉴别从1.1GeV/c提高到3GeV/c [58].

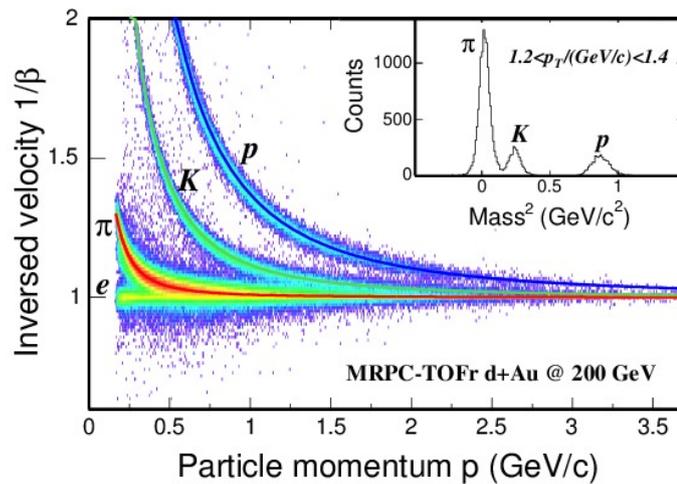


图 2.8: STAR-TOF测量的粒子速度与动量的关系, 插图为通过动量和速度计算得到的粒子质量的分布。

第三章 双电子实验数据分析

这一章将讨论2010年RHIC-STAR 200GeV金-金碰撞实验中双轻子实验的数据分析工作,主要包含以下几个方面: 数据挑选,电子鉴别,背景重建及信号提取,效率修正, 强子衰变模拟, 系统误差等几个部分.

3.1 数据挑选

在RHIC2010年的运行中, STAR实验组采集的200GeV 金-金碰撞数据包含2 种数据样本: Minimum Bias trigger(MinBias)和Central trigger (Central). Minimum Bias trigger 的数据通过两侧VPD探测器的通量以及在线的顶点位置触发而收集的. Central trigger则是通过要求小的零角度量能器(ZDC)信号以及大的TOF信号触发而收集, 其对应0-10%总的碰撞反应截面.

为了使收集的数据处于探测器的均匀接收区域中, 我们要求事件重建的顶点位置在束流方向距离TPC中心的位置小于30cm, 并且通过要求与来自于快探测器(VPD)重建的顶点位置的耦合来去掉一些背景事件($|V_Z(VPD) - V_Z(TPC)| < 3cm$). 3.1, 例如不同束团碰撞事件的交叠.

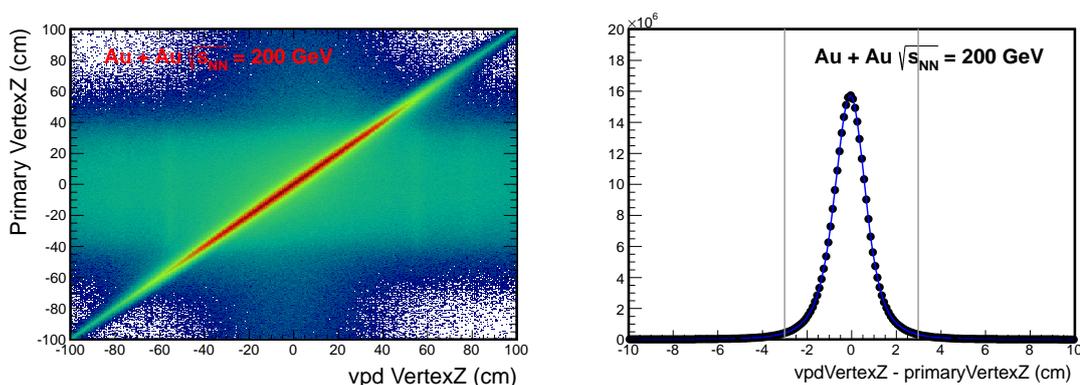


图 3.1: VPD探测器(快探测器)碰撞顶点与TPC碰撞顶点的关联

事件中心度是通过中心快度区域($|\eta| < 0.5$)探测器接收的带电粒子数($dN/d\eta$) 而划分的. 通过蒙特卡罗Glauber模型得到的 $dN/d\eta$ 来确定中心度的定义从而划分实验数据的中心度. 由于碰撞位置和束流亮度对探测器的

接收度和效率的影响, 从而对 $dN/d\eta$ 的测量有影响, 因此通过与蒙特卡罗得到的 $dN/d\eta$ 分布的比较对实验数据进行修正。如图. 3.2所示为 $-5 < V_z < 5\text{cm}$ 事件的 $dN/d\eta$ 分布于模型的比较。为了消除束流亮度的对 $dN/d\eta$ 效率的影响实验, 测得的 $dN/d\eta$ 都归一到ZDC 通量为0。

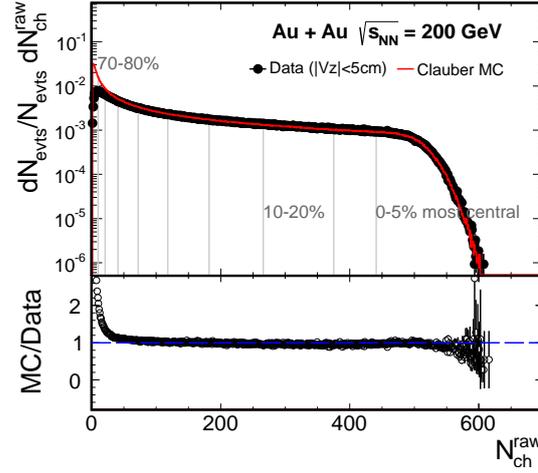


图 3.2: 中心快度带电粒子多重数分布与MC Glauber模型的比较

经过事件选择条件后, 共有240M MinBias数据和220M Central数据, 分别对应0-80%和0-10%碰撞中心度。表. 3.1 中列出了Glauber 模型计算的 $\langle N_{\text{part}} \rangle$ 和 $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ 。

表 3.1: Glauber模型计算得到的 $\langle N_{\text{part}} \rangle$, $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV Au} + \text{Au}$)

Centrality	$\langle N_{\text{part}} \rangle$	$\langle N_{\text{coll}} \rangle$
0-10%	$325.9^{+5.4}_{-5.3}$	940^{+67}_{-70}
10-40%	$172.6^{+9.6}_{-9.0}$	393^{+49}_{-44}
40-80%	$41.5^{+7.0}_{-6.7}$	57^{+14}_{-14}
0-80%	$126.1^{+7.8}_{-6.5}$	293^{+36}_{-29}

3.2 电子鉴别

为了得到好的电子分辨, 在分析中我们要求TPC重建的径迹需要满足以下条件:

- 拟合径迹的hit数大于20(总共45), 从而保证径迹有好的动量分辨($nHitsfit > 20$);
- 拟合径迹的hit数与可能的hit的比大于0.52, 从而保证去掉分裂的径迹($nHitsfit/nHitsposs > 0.52$);
- 径迹与碰撞顶点的最小距离小于1cm, 从而去掉次级顶点而来的粒子($dca < 1cm$);
- 用来计算粒子能损的hit数大于15, 以保证好的 dE/dx 分辨率($ndEdxhits > 15$);
- TOF配对成的径迹;
- 配对的TOF信息在TOF读出单元有合理的位置($|yLocal| < 1.8cm$).

3.2.1 电子鉴别

电子是通过TPC的TOF一起鉴别的。在低碰撞多重数事件中, 通过TOF(可测粒子速度)除去速度慢的粒子后, 可用TPC测得的能损 dE/dx 非常清楚地鉴别电子。但是在高碰撞多重数事件中情况比较复杂。图 3.3为200GeV金-金碰撞中带电粒子归一化的能损 $n\sigma_e$ 与动量的分布关系(上), (下)为通过速度选择条件($|1/\beta - 1| < 0.025$)后的分布, (选择的条件基于TOF时间分辨所选取)。

$$n\sigma_e = \frac{\ln \frac{\langle dE/dx \rangle^{mea}}{\langle dE/dx \rangle_e^{th}}}{R_{dE/dx}} \quad (3.1)$$

其中“mea”和“th”分别表示实验测量和理论计算, $R_{dE/dx}$ 为实验中TPC能损测量 dE/dx 的分辨率。图 3.3中(下)可以看到在经过TOF速度选择条件后, 仍然能够看到一些其它的强子的贡献。

图 3.3中TPC径迹与TOF探测器上的信号一一关联, 通常情况下, TOF上的信号能与TPC的径迹正确关联, 从而可以得到径迹正确的飞行时间, 进而得到速度, 质量等信息。但是在探测器中部分光子会通过与探测器材料的作用后衰变成为电子, 其光子在TPC中没有信息, 但是衰变的电子则会在TOF上留下

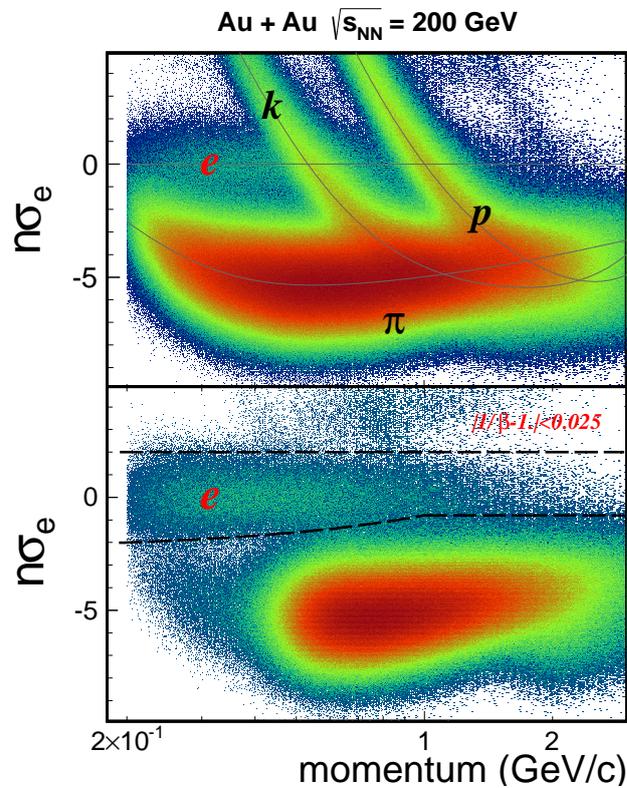


图 3.3: (上)TPC测得的带电粒子能损信息, (下)通过TOF速度选择后的能损信息

信号, 在高多重数的事件中这些电子有可能与TPC中的径迹关联, 从而得到错误的飞行时间信息, 从而对粒子鉴别产生错误的信息。图 3.4(左)为TOF速度与TPC的动量的关系, 其中速度“大于光速”的粒子即为光子衰变的电子与TPC关联所产生的错误的信息。图 3.4(右)不同中心度(不同碰撞多重数)下动量0.2-0.25GeV/c 区间TOF的 $1/\beta$ 分布, 可以明显看到那些错误关联的贡献随多重数的变化。

上面所述的这些错误的关联造成的后果就是, 当用TOF速度条件选择速度接近光速的粒子时, 这些错误的关联信息会包含其中。图 3.3中(下)即可看到其隐约的贡献, 图中的2条黑线是分析中用来挑选电子的条件。

3.2.2 电子纯度估计及强子污染

图 3.3 (下) 显示经过TOF速度选择条件后, TPC能损 dE/dx 与动量的分

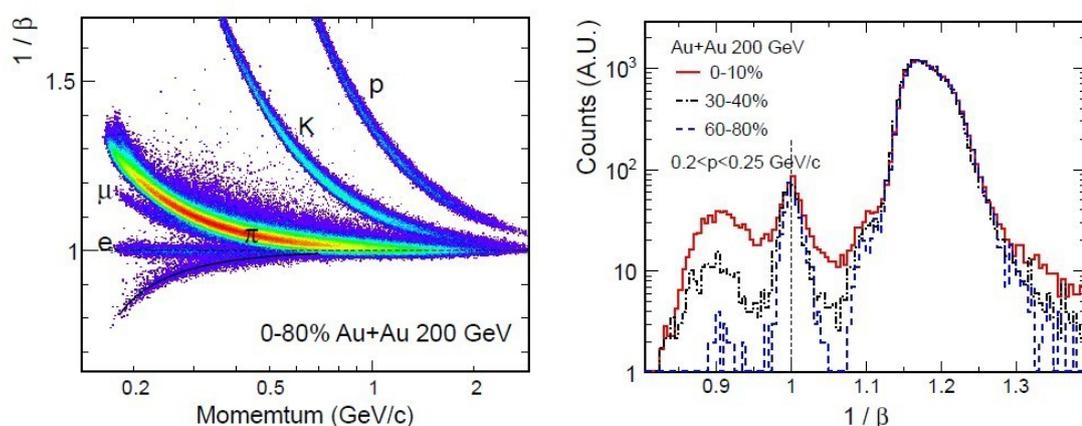


图 3.4: (左)TOF测得的速度与动量的关系, 其中黑线是通过计算conversion电子与TPC 中的带电粒子随机配对得到的结果, (右)不同中心度 $1/\beta$ 的分布.

布。为了估计电子的纯度, 从而得到强子的污染, 我们通过多组分拟合不同动量区间 $n\sigma_e$ (图 3.3下)的分布。

电子纯度估计是通过拟合 $n\sigma_e$ 分布而来。因此首先需要的得到各种粒子的 $n\sigma_e$ 分布, 其中电子的 $n\sigma_e$ 分布通过Dalitz衰变电子和光电子而来(图 3.5(左)), 通过高斯分布拟合其位置和宽度。其他强子(π, K, p)的 $n\sigma_e$ 分布通过TOF 质量条件选择高纯度的强子而来(图 3.5(右)), 其形状和位置直接作为拟合的组分。其中Dalitz衰变电子和光电子的电子在后面章节中计算电子效率的时候还会用到。

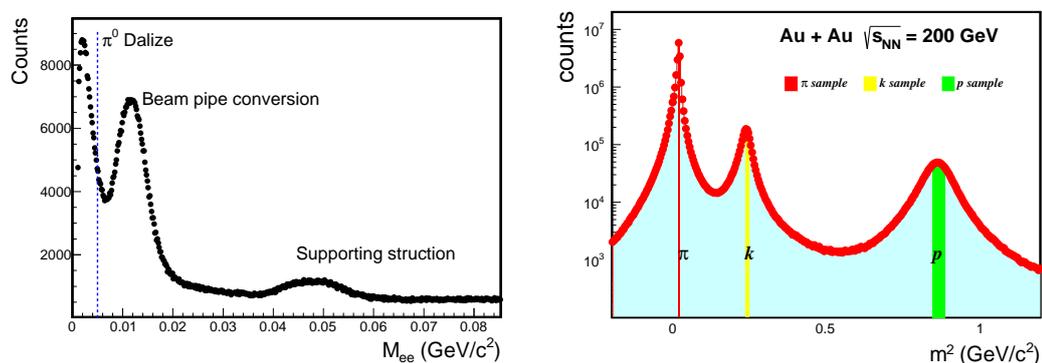


图 3.5: (左)通过电子对不变质量选择Dalitz衰变电子和光电子, (右)用TOF 质量条件选择高纯度强子

在拟合每个动量区间的 $n\sigma_e$ 过程中,用上述方法得到的各种粒子的 $n\sigma_e$ 分布后,只需要通过拟合来确定其对应的产额,从而减小了拟合所需要的自由参数.图 3.6(左上)为粒子在对应动量区间的 $n\sigma_e$ 形状分布,(左上)为对应动量区间的 $n\sigma_e$ 拟合,对每个动量区间拟合即得到图 3.6(右)的电子纯度的分布.最终得到总的电子纯度为表 3.2

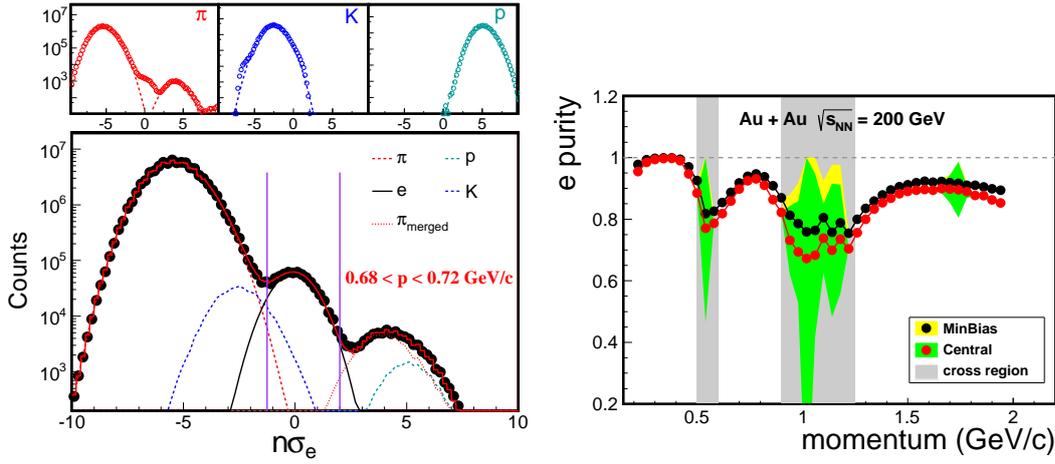


图 3.6: (左) $n\sigma_e$ 分布拟合示意图, (右)电子纯度分布

MinBias:	$0.946 + / - 0.023$
Central:	$0.921 + / - 0.025$

表 3.2: 电子纯度估计

3.3 背景重建及信号提取

得到了高纯度的电子后,就能进行电子的配对。来自于同一事件的所有电子(包括正负电子, $p_T > 0.2\text{GeV}/c, |\eta| < 1$)通过两两配对形成异号分布 N_{+-} 。 N_{+-} 包含双轻子信号以及背景,其中信号是指通过强子衰变的双轻子,以及QGP/medium对产生的双轻子。背景则包含以下几个部分:

- 通过两两随机配对产生的随机组合背景,该背景为非关联背景。
- 光联的背景。例如, π^0 Dalitz衰变的光子衰变为2个电子(双Dalitz衰变)(e.g., $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$),此时,末态的2对电子之

间都存在关联. 另外一种贡献来自于喷注的贡献, 如来自同一喷注的碎裂, 或者背对背喷注的碎裂, 此时末态粒子之间也存在关联, 主要贡献在高动量或高质量区域. 还有一种背景由于电子的纯度(即强子的污染)造成的, 例如, 来自于 Λ 衰变的 π, p 被误认为是电子, 这种贡献在我们的分析中当作系统误差, 在相应的章节中详细讨论.

为了计算组合背景以及关联背景, 将来自于同一事件的同号电子进行配对产生 N_{++}, N_{--} 分布(like-sign). 分析表明对产生的粒子, 同号的分布 $2\sqrt{N_{++}N_{--}}$ 能够完全描述 N_{+-} 的背景分布, 并且不依赖探测器效率和接收度以及粒子的统计分布规律 [45]. 为了描述组合背景的贡献, mix-event的方法用来构建随机组合背景 B_{+-} , 主要用于关联背景较小的区域. 同样我们通过mix-event方法构建了 B_{++}, B_{--} , 用于寻找mix-event适用的区域, 以及mix-event背景正规化参数(normalization factor) 的确定.

同号方法(like-sign)所得的背景和mix-event方法各有优缺点, 例如, 同号方法的背景, 能够包含关联背景(如, 双Dalitz衰变中的同号背景和异号背景的关系)以及组合背景, 但是其数据统计量低, 与 N_{+-} 量级相当, 且需要进行接收度的修正. 而mix-event方法能够产生足够的统计量来描述组合背景, 但是其完全不包含关联背景. 因此最终我们结合两者协同使用. 后续章节将详细讨论.

图 3.7为200GeV 金-金碰撞中两维的信号分布(M_{ee} vs p_{ee}^T), 其中能够清晰看到清晰的矢量介子($\omega, \phi, J/\psi$) 信号, 在重离子碰撞中是相当困难的.

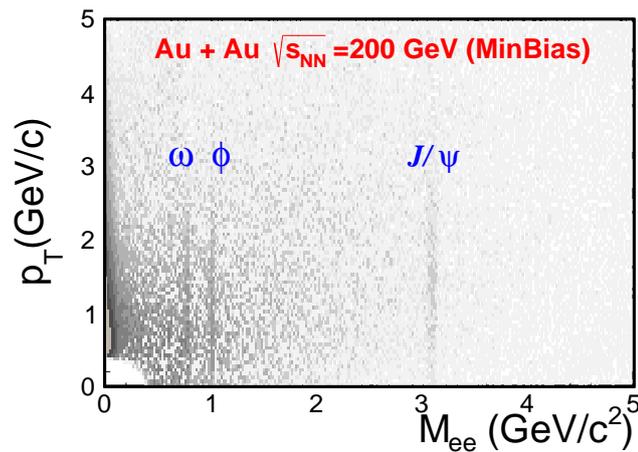


图 3.7: 200GeV Au+Au碰撞中双电子信号的2维分布(p_T vs $Mass$)

3.3.1 转换光子(photon conversion)

在得到的 N_{+-} 点子对中，有部分的贡献是来自于转换光子的贡献(photon conversion)，是光子通过探测器材料转换为正负电子对的过程。因此在最终的信号中必须除去相应的贡献。在分析中，我们通过两种方法来研究转换光子的贡献： ϕ_V 角条件以及不变质量方法。

其中 ϕ_V 角方法与PHENIX实验组的方法相似 [45]。主要是考虑到转换光子产生的电子对的张角为零，在磁场作用下，电子在垂直于磁场方向(束流方向)的面内偏转。因此可以定义一个角度 ϕ_V 来研究转换光子，其定义如下：

$$\begin{aligned}\hat{u} &= \frac{\vec{p}_+ + \vec{p}_-}{|\vec{p}_+ + \vec{p}_-|}, \hat{v} = \vec{p}_+ \times \vec{p}_- \\ \hat{w} &= \hat{u} \times \hat{v}, \hat{w}_c = \hat{u} \times \hat{z} \\ \cos \phi_V &= \hat{w} \cdot \hat{w}_c\end{aligned}\quad (3.2)$$

其中 \vec{p}_+, \vec{p}_- 为正负电子的动量矢量， \hat{z} 为磁场方向。

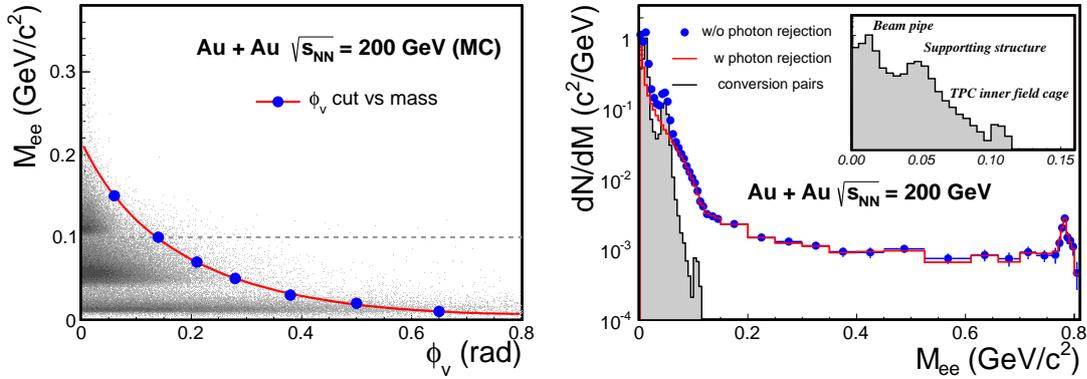


图 3.8: (左)通过Geant模拟得到的 ϕ_V vs mass分布，(右)200GeV Au+Au实验数据中通过 ϕ_V 得到的转换光子分布

对于转换光子而来的电子对 ϕ_V 为零，对于组合背景 ϕ_V 的分布是随机的，对于强子衰变而来的电子对有比较弱的分布。图. 3.8(左) 是通过Geant模拟STAR探测器得到的转换光子的正负电子对 ϕ_V vs mass 分布 [59]，其中有清晰的集中分布，是来自于探测器不同位置的转换光子而产生的。它们的质量偏移零是由于在TPC 重建径迹的过程中强制要求它们通过碰撞顶点，而改变原本的张角

造成的。图中可以看到3条带子，质量从低到高分别对应束流管壁(*beam pipe*, $r \sim 4\text{cm}$)产生的转换光子,内层架(*inner cone supporting structure*, $r \sim 20\text{cm}$),以及TPC内架(*TPC inner filed cage*, $r \sim 46\text{cm}$)所产生的转换光子。因此定义了 ϕ_V vs *mass*的条件来去除转换光子的影响，图中红线即为用到的条件，在同一事件中满足该条件的电子对即当作是转换光子而来，这些电子将剔除，不进入以后的分析中。模拟的结果显示大约 $\sim 95\%$ 的转换光子能够用该方法剔除。图 3.8(右)为实验数据中去掉转换光子与不去除的结果比较，可以很清楚地看到与模拟结果相似的贡献。

图 3.8(右)中还可以看到这些转换光子的质量集中在 $0.1\text{GeV}/c^2$ 以下，因此我们考虑另一种剔除该贡献的方法，即去除所有质量小于 $0.1\text{GeV}/c^2$ 的电子对以及对应的电子。但这样一来，不仅转换光子的贡献去除了，而且部分来自于 π^0 Dlitza衰变的电子对也去除了。

实验中大部分的电子来自于转换光子和 π^0 Dlitza衰变，因此通过去掉转换光子(以及 π^0 Dlitza衰变)而来的电子，能够减少组合背景，从而提高信噪比，但是同样由于这种剔除方法对电子对的重建效率会有少许影响(图 3.9)，因此我们比较不同方法而来的结果，并将其差异记入系统误差中。

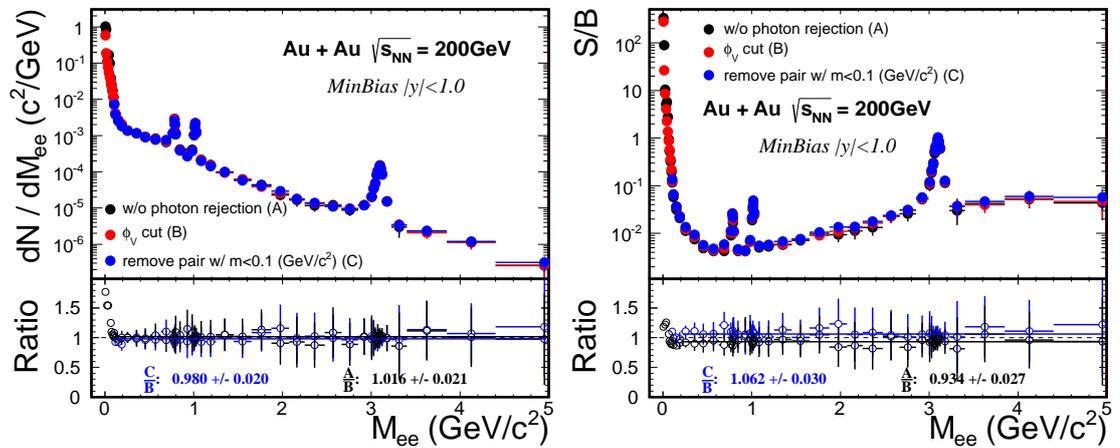


图 3.9: (左)去掉转换光子的不同方法实验结果比较，以及对信噪比的影响。

3.3.2 混合事件方法(Event mixing)

由于混合事件方法能够提供足够的统计量，因而用来重建非关联的组合背景。其过程就是把来自于一个事件的粒子与来自于另外一个事件的粒子进行配

对, 从而可以得到非关联的组合背景。混合事件与原本事件越相似得到的组合背景越与真实的组合背景相似。因此分析中尽量选择相似的事件来做混合。分析中事件按照它们的事件层次信息如:事件多重数, 碰撞顶点位置, 事件平面方向, 磁场方向, 分为不同事件库。只有来自于同一库的事件才进行混合, 以保证事件的相似。

其中按照事件多重数以及顶点位置的分库, 是为了使事件具有相似的效率以及接收度。在STAR通常的数据分析中都会用到这种分库的方法 [69]。但是对于双轻子实验而言, 低的信噪对背景重建的要求更高, 因此分析中进一步考虑了事件平面方向以及磁场方向的影响(以及束流亮度的影响)。

RHIC上的实验结果表明碰撞产生了大的集体流, 即末态粒子的动量分布不对称。因此需要考虑事件平面的不同而造成的动量空间不同的影响. 3.10。

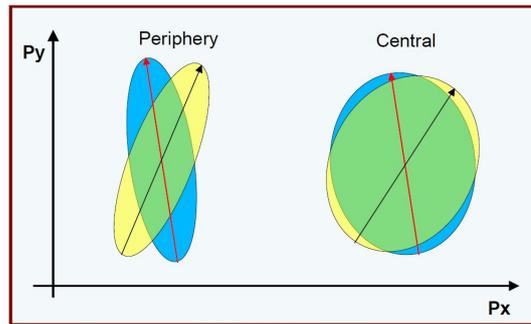


图 3.10: 不同中心度下事件平面方向对混合事件的影响

事件平面是通过中心快度TPC粒子重建的($0.1 < p_T < 2\text{GeV}/c$, $|\eta| < 1$)二阶反应平面 [70]。图. 3.11通过比较不同事件平面方向分类数来研究其影响, 事件平面分类数从0到24。图中虚线“0.5%”是指对信号造成100%的影响(通过最小的信噪比而来1/200)。通过比较混合事件得到的 B_{+-} 以及 $B_{\pm\pm}$ 的不同发现, 如果不对事件平面分类得到的混合事件分布会发生异常, 事件平面分类越多异常越小。在事件平面数达到12左右后混合事件分布趋于稳定, 这与TPC重建的事件平面分辨率(~ 0.8)相符合。同样进一步考虑不同中心度的影响发现, 在中心事件中混合事件稳定所需的事件平面分类数小, 周边碰撞事件需要的多, 这与RHIC实验测得的集体流随中心度的变化也是一致的, 中心碰撞中集体流小, 相应动量空间的不对称性也小。最终在分析中考虑到不同中心度的影响选取事件平面方向数为24。

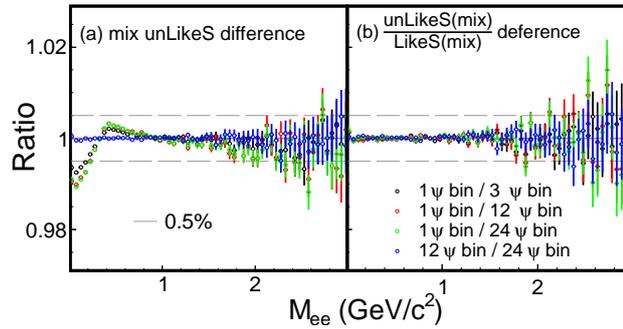


图 3.11: 混合事件中事件平面分类的数目对混合事件异号分布以及同号分布接收度修正因子的影响.

由于探测器校正的原因, 分析中用到的实验数据来自于2个磁场相反方向(磁场大小相同)的实验。不同磁场方向中探测器对电子对的接收度不是完全相同(后续章节中将详细讨论), 因此在做事件混合时, 我们只考虑来自相同磁场(大小以及方向)的事件。

最终事件库的分类分为: 事件多重数, 碰撞顶点, 事件平面方向, 磁场方向, 200GeV 金-金MinBias碰撞事件中其对应的事件库数为: $16 \times 10 \times 24 \times 2$ 。

在事件的分类过程中还需要保证每一类事件都经过了充分的混合, 从而不会造成异常。图 3.12显示混合次数的依赖性, 从低到高没有看到明显的异常。最终我们选取50 做为混合次数, 其相对应于 N_{+-} 提供了100倍的统计。

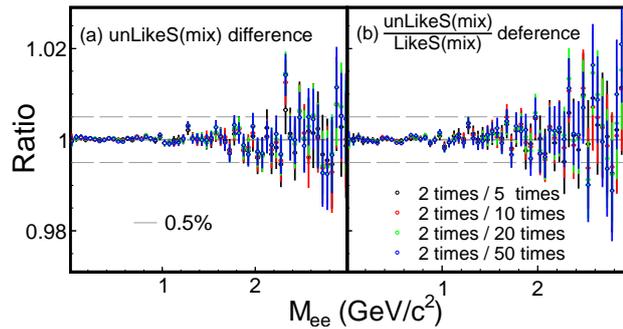


图 3.12: 混合事件次数对混合事件异号分布以及同号分布接收度修正因子的影响.

另外在混合过程中, 所有的事件都参加混合, 例如没有电子的事件, 同样参与事件的混合, 以保证混合事件在每类事件中的混合次数不会发生异常(图

3.13)。

Method 1		events in buffer (10)										
Central		O	O	X	O	O	O	X	X	O	O	7:10
Periphery		X	O	X	X	X	O	X	X	X	X	2:10
Method 2 (remove the events which has no candidates)												
Central		O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	10:10
Periphery		O	O	O	O	O	O	O	O	O	O	10:10
Central/periphery:		7:2 (method1)		10:10 (method2)								

图 3.13: 不同混合事件方法的比较

3.3.3 混合事件正规化(mixed-event normalization)

在同一事件以及混合事件中都构建了2维($Mass$ vs p_T)的异号分布 N_{+-} , B_{+-} , 以及同号分布 N_{++} , B_{++} . 混合事件的 B_{+-} 用来构建组合背景分布, 但需要进行正规化, 从而与真实组合背景在量上也相同。混合事件的同号 B_{++} 分布可用来提供正规化的参数。但是在相同事件中 N_{++} 也含有一部分关联背景。因此需要找到一个关联背景小的区域来作为正规化区域。

混合事件的正规化过程主要是通过同号分布确定, 如式所示(其中 $N.R.$ 表示正规化区域) [45]:

$$\begin{aligned}
 A_+ &= \frac{\int_{N.R.} N_{++}(M, p_T) dM dp_T}{\int_{N.R.} B_{++}(M, p_T) dM dp_T} \\
 A_- &= \frac{\int_{N.R.} N_{--}(M, p_T) dM dp_T}{\int_{N.R.} B_{--}(M, p_T) dM dp_T} \\
 B_{++}^{\text{norm}} &= \int_0^\infty A_+ B_{++}(M, p_T) dM dp_T \\
 B_{--}^{\text{norm}} &= \int_0^\infty A_- B_{--}(M, p_T) dM dp_T \\
 B_{+-}^{\text{comb}}(M, p_T) &= \frac{2\sqrt{B_{++}^{\text{norm}} \cdot B_{--}^{\text{norm}}}}{\int_0^\infty B_{+-} dM dp_T} B_{+-}(M, p_T)
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

图 3.14(上)所示为相同事件 $N_{\pm\pm}$ 与混合事件 $B_{\pm\pm}$ 的残留分布, 其中残留分布是除以了对应区间的统计误差期望值。图 3.14(下)为对应质量区间残留部分的分布。可以看到在中间黑框区域, 其残留部分分布符合统计涨落, 因此我们选择此区域为正规化区域。在系统误差分析中, 我们选择不同区域作为正规化区域。

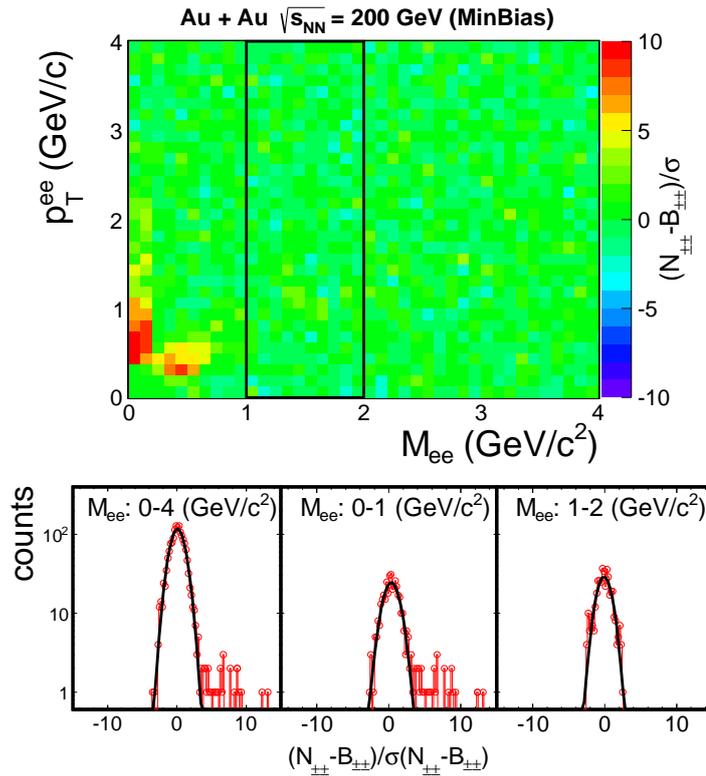


图 3.14: (上)相同事件与混合事件同号分布之间的残留分布除以相应的标准误差, (下)不同区域的残留分布

表 3.3列出了不同中心度下正规化区域的总的电子对数目, 以及对应的统计误差。

图 3.15(左)显示了相同事件的 N_{+-} 分布, 和对应 $N_{\pm\pm}$ 以及混合事件的分布, 为了更清楚地研究各种背景, 图 3.15(右:a-c)比较了对应相同事件和混合事件的比值。可以看到在低质量区域来自于cross pair 等的贡献, 在正规化区域同号分布基本相同, 在稍高的质量区域可能有来自于喷注的关联背景 [45], 在系统误差部分将详细讨论。

表 3.3: 不同中心度正规化区域同号分布的统计数目以及相应的统计误差

Centrality	Like-sign pairs in N.R.	Statistical uncertainty
MinBias(0-80%)	3.70×10^7	1.6×10^{-4}
Central(0-10%)	8.05×10^7	1.1×10^{-4}
10-40%	2.10×10^7	2.2×10^{-4}
40-80%	2.67×10^6	6.1×10^{-4}

3.3.4 同号分布(Like-sign)

同号分布既包含关联背景，同时包含组合背景，因此能够正确的描述背景。但是探测器中同号分布与异号分布具有不同的接收度，因此同号分布需要经过这个不同的接收度修正后才能用来正确的描述异号分布的背景。图 3.16 显示观测到正负电子方位角与动量的关系，由于带电粒子在磁场中的偏转方向不同，并且探测器TPC有探测死角，如TPC各个扇区之间的空白区域。因此对正负粒子的接收度不同，图中 3.16 中地条状空白区域即由于该原因造成的。因此由于探测器局部的接收度的原因会造成这种正负粒子的接收度的不同，从而造成在粒子配对时不同电荷的配对接收度不同。

由于混合事件中不包含关联，因此可用于研究这种探测器造成的同号分布与异号分布的接收度不同现象，式 3.4 是用来构建同号背景的方法，其中黑框部分即为用于修正同号和异号分布不同接收度的修正因子(通过混合事件得到),其中我们用了2种不同的方法来构建同号背景，几何平均和算术平均方法，结果基本相同(图 3.15(d))，最终的分析中我们采用了几何平均的方法。

$$\begin{aligned}
N_{\pm\pm}^{\text{corr}}(M, p_T) &= 2\sqrt{N_{++}(M, p_T) \cdot N_{--}(M, p_T)} \cdot \frac{B_{+-}(M, p_T)}{2 \cdot \sqrt{B_{++}(M, p_T) \cdot B_{--}(M, p_T)}} \\
N_{\pm\pm}^{\text{corr}}(M, p_T) &= a[N_{++}(M, p_T) + N_{--}(M, p_T)] \cdot \frac{B_{+-}(M, p_T)}{b \cdot [B_{++}(M, p_T) + B_{--}(M, p_T)]} \\
a &= \frac{\int_0^\infty 2 \cdot \sqrt{N_{++}(M, p_T) \cdot N_{--}(M, p_T)} dM dp_T}{\int_0^\infty [N_{++}(M, p_T) + N_{--}(M, p_T)] dM dp_T} \\
b &= \frac{\int_0^\infty 2 \cdot \sqrt{B_{++}(M, p_T) \cdot B_{--}(M, p_T)} dM dp_T}{\int_0^\infty [B_{++}(M, p_T) + B_{--}(M, p_T)] dM dp_T}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

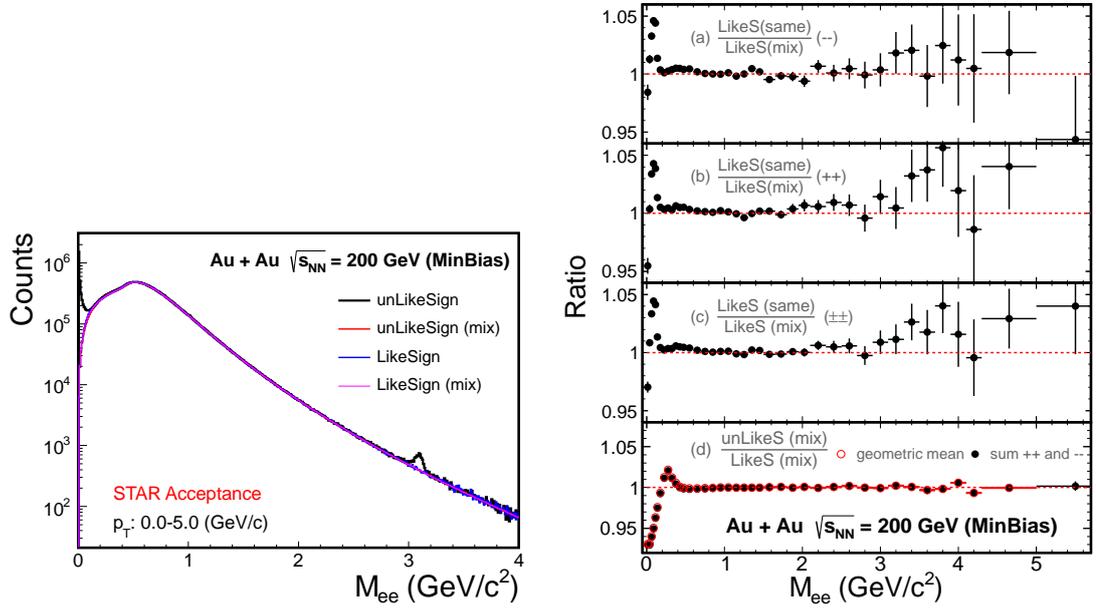


图 3.15: (左)相同时间中的异号分布, 同号分布, 以及通过正规化的混合事件中的同号和异号分布.(右)a-c相同事件与混合事件中同号分布的比较, 通过混合事件计算的同号分布的接收度修正因子分布.

图 3.17即为通过混合事件计算的同号分布和异号分布的比, 其中低质量区域的起伏形状即由于探测器的局部接收度造成的。图 3.16可以看到这种效应与粒子动量有关, 因此在修正这种接收度时我们采用了2维的修正($Mass$ vs p_T)。

同样由于探测器的局部接收度, 我们收集到的异号分布本身也存在一定的丢失, 我们通过简单的模拟研究发现这种效应非常小 $< 1\%$ (图 3.18), 将其包含在效率修正过程中。

对于异号分布, 混合事件同样与相同事件存在一定的差异, 例如相同事件由于径迹太近而造成径迹的丢失, 以及由于相同事件中TOF与TPC径迹配时, 由于TOF 信号太近而造成的丢失。这些效应同样会造成同号分布与异号分布的不同, 但是在混合事件中没有包含这些效应。

为了研究TPC径迹太近(track merge)造成的影响, 我们通过2粒子关联的方法研究快度方向和方位角方向的影响。图 3.19(左)显示在粒子太近时会丢失一部分, 保守估计我们在粒子配对时将所有的 $\Delta\eta < 0.05, \Delta\psi < 0.001$ 的电子对都消除, 并最终通过混合事件修正接收度的影响, 比较结果发现影响很小(图 3.20)。并且在实际的TPC中粒子的分辨本领大约 $\sim 1mm$ 其效果远比我们的估

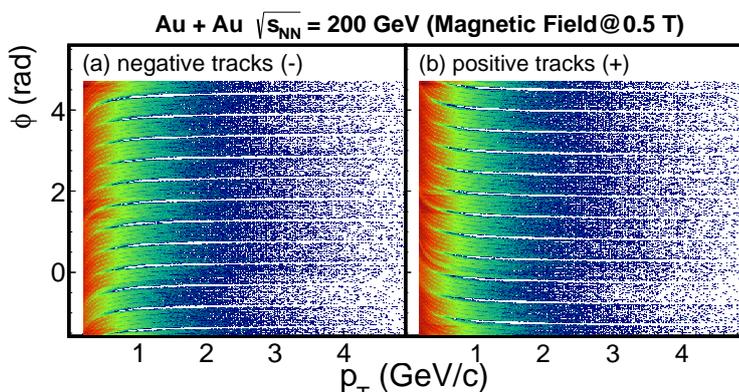


图 3.16: 磁场中TPC测得的不同电荷的带电粒子 ϕ 与 p_T 的关系.

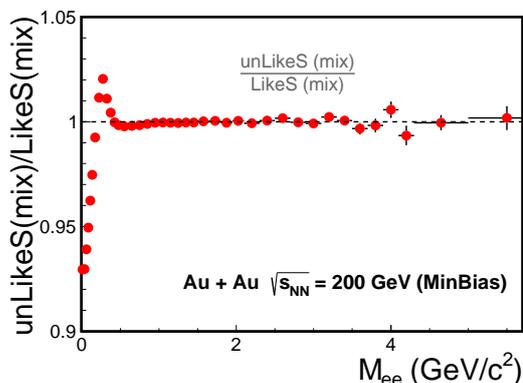


图 3.17: 通过混合事件计算得到的同号分布的接收度修正因子的分布.

计值小, 因此我们在最终的结果中忽略了这种由TPC粒子分辨率造成的影响。

由于TOF时间分辨能力限制, 在TOF与TPC配对的算法中, 打到同一TOF位置的信号都被去掉了。因此也会对同号和异号分布接收度造成不同的影响。在混合事件中我们需要人为地去掉了对应同一TOF位置的电子对, 考虑到混合事件与相同事件的差异, 在混合事件中我们去掉了位置相近(包括同一位置)的电子对。如图 3.21所示, 其对结果在特定的区域, 并且在可控制范围之内。与TPC扇区的影响相似。

3.3.5 关联背景

在分析中, 同号方法被当作能够完整描述背景的方法, 混合事件的异号分布通过归一化后用来描述组合背景。因此通过比较相同事件同号分布和混合事

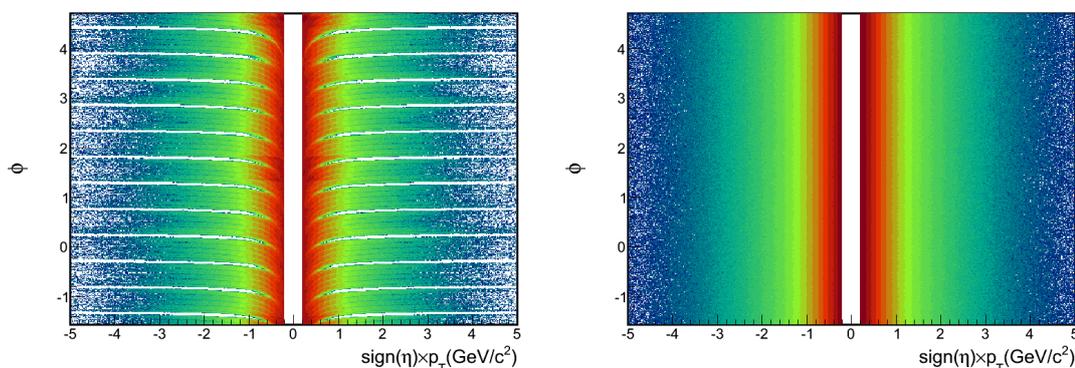


图 3.18: (左)STAR探测器 ϕ vs p_T 的接收度, (右)全接收度分布.

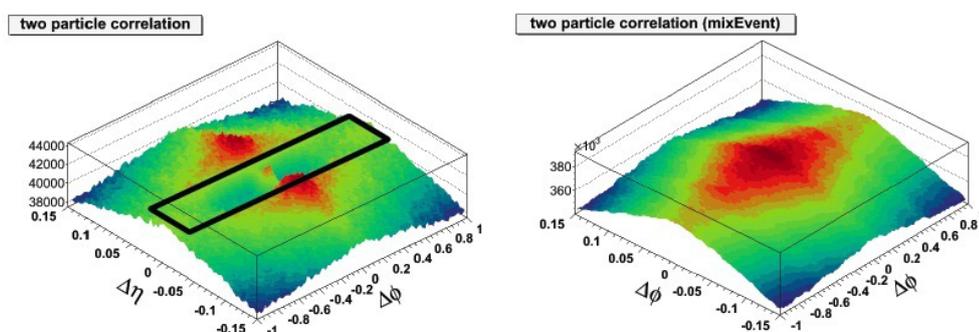


图 3.19: 通过2粒子关联得到的粒子径迹分辨本领示意图

件异号分布可以研究关联背景的性质。

图 3.22显示了接收度修正后的同号背景与混合事件的异号背景之间的比值。在低质量区域可以看到来自于cross pair的贡献, 例如 $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^-$ 等。在稍高的质量区域, 在现有的精度范围内两者基本相似, 有少许随质量升高的趋势, 可能是由于背对背的喷注造成的。

为此我们通过拟合实验数据来研究这些背对背喷注造成的关联背景。如图 3.22所示, 在大于 $1\text{GeV}/c$ 区域, 对数据进行拟合, 并认为其来自于对应的关联背景, 同时我们用95%的置信区间作为其系统误差。

分析中我们研究了不同中心度以及动量区间的这种残余关联背景的分布。如图 3.23所示为不同中心度以及动量区间前景(foreground)和背景(background)的比较。图 3.24(黑色)则为同号与异号接收度的比值, 可以看到其明显的动量依赖性, 这是由于在高动量区域粒子的径迹在磁场中的弯曲

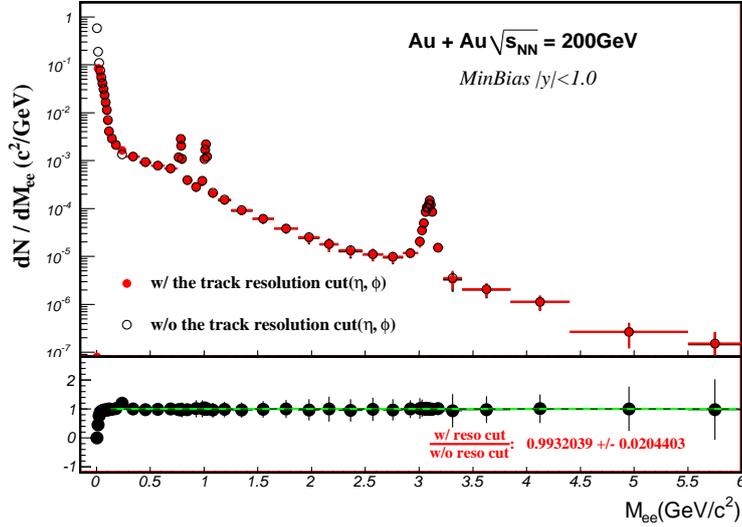


图 3.20: TPC粒子径迹分辨本领对双电子谱的影响估计.

度减小, 因而正负粒子的差异减小的原因。图 3.24(红色)则为残余背景的分布, 在不同的中心度中, 同样通过拟合其分布得到相应的关联背景。

3.3.6 信号提取

考虑到关联背景的贡献, 我们对质量($M_{ee} < 0.75 \text{ GeV}/c^2$)区间, 扣去由同号方法构建的背景。质量($M_{ee} > 0.75 \text{ GeV}/c^2$)区间考虑到数据统计量的有限, 我们扣除的是通过混合事件经过正规化得到的异号分布, 并且考虑到喷注等造成的关联背景影响, 通过拟合数据中同号分布和异号分布扣除对应的关联背景, 如式 3.5所示。

$$S_{+-}(M, p_T) = \begin{cases} N_{+-}(M, p_T) - N_{\pm\pm}^{\text{corr}}(M, p_T) & \text{if } M < M_{\text{th}} \\ N_{+-}(M, p_T) - B_{+-}^{\text{comb}}(M, p_T) \times [1 + r(M, p_T)] & \text{if } M \geq M_{\text{th}} \end{cases} \quad (3.5)$$

其中 $r(M, p_T)$ 即为通过拟合同号分布和混合事件异号分布得到的关联背景贡献, $M_{\text{th}} = 0.75 \text{ GeV}/c^2$ 。

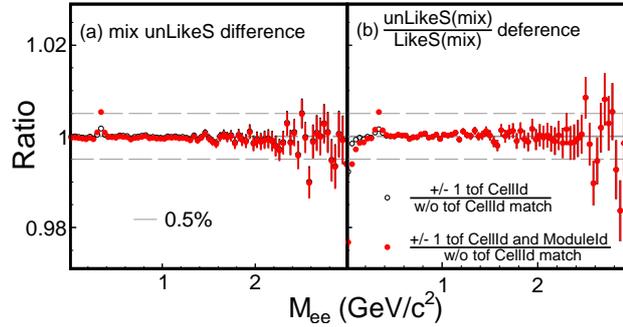


图 3.21: TOF配对算法对混合事件异号分布以及同号分布接收度修正因子的影响估计.

通过扣除背景分布, 我们可以得到实验寻找的双轻子信号分布。如图 3.25 所示为双轻子信号与前景以及背景的比较, 在图下部可看到不同碰撞系统中相应的信噪比 [71], 在200GeV 金-金MinBias 碰撞中大约为 $1/200$ ($M_{ee} = 0.5\text{GeV}/c^2$), 中心碰撞中大约为 $1/250$ ($M_{ee} = 0.5\text{GeV}/c^2$).

3.4 探测器效率和接收度修正

实验得到的原始信号需要通过探测器的效率修正以及接收度修正才能得到真实的信号。本节将讨论电子的探测效率以及双电子的探测效率。

3.4.1 单电子探测效率

实验中电子的探测效率可以分为以下几个部分:

$$\varepsilon_e = \varepsilon_{\text{TPC}} \times \varepsilon_{\text{TOF}} \times \varepsilon_{\text{eID}} \quad (3.6)$$

其中 ε_{TPC} 为TPC的探测效率, ε_{TOF} 为TOF与TPC配对的效率, ε_{eID} 为电子鉴别的效率。TPC的探测效率通过STAR标准的模拟过程(embedding)得到。在模拟过程中, 将模拟电子通过STAR探测器的Geant模拟程序的过程 [59], 从而得到模拟电子在探测器中的模拟信号。然后将这些模拟信号与真实事件得到信号进行混合, 混合后的所有信号通过STAR标准的离线程序进行粒子径迹的重建, 最终将模拟的电子与重建得到的电子进行比较, 得到TPC重建电子的效率。在混合过程中为了减少对真实事件的影响, 从而使混合得到的事件更接近真实事件, 参加混合的模拟电子很少。

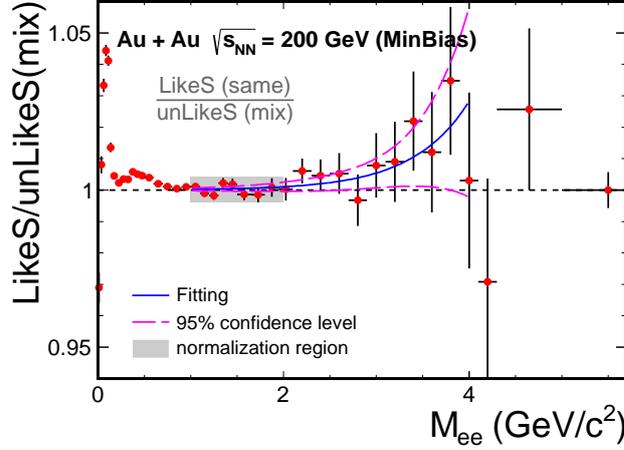


图 3.22: 混合事件异号分布得到的背景与经过接收度修正后的相同事件异号分布得到的背景的比较.

TOF与TPC的配对效率是通过实验数据本身得到。直接通过比较配对前后的粒子数目得到。由于实验得到的电子数量有限，我们首先通过得到 π 粒子的效率，纯的 π 可通过TPC能损 dE/dx 鉴别，并且在高动量(TPC能损 dE/dx 不能很好鉴别粒子种类)区域假设TOF和TPC的配对效率不存在粒子种类的差异。然后纯的电子用来检验 e, π 之间的效率差异(考虑到 π 衰变产生的影响)。纯的电子是通过转换光子而来，通过不变质量选择条件来得到转换光子(转换光子的重建效率高，信噪比极高)，从而保证得到纯的电子。

TPC的重建效率以及TOF的配对效率都是根据粒子3维(p_T, η, ϕ)信息计算.如图. 3.26 (左)所示即为TPC的重建效率和TOF的配对效率(快度方向以及方位角方向的平均值, $(|\eta| < 1, 2\pi)$)。图. 3.26(左下)为不同中心度下 $\epsilon_{\text{TPC}} \times \epsilon_{\text{TOF}}$ 的比较。

电子的鉴别效率 ϵ_{eID} 包含2部分：TOF速度(β)选择条件的效率以及TPC能损 dE/dx 相关条件的效率。

TPC能损鉴别效率包含2部分：径迹中用来算能损的hit的数目(number of ndEdx fit points -ndEdxfits)条件的效率以及能损本身做为选择条件的效率。ndEdxfits条件的效率是通过计算 π 而来，比较光子转换的电子与 π 的效率发现基本相同，最终由 π 来计算其效率。能损(即相应的 $n\sigma_e$)本身的选择条件效率,是在计算电子纯度的过程中相伴而来，其中通过高斯分布拟合得到转换光

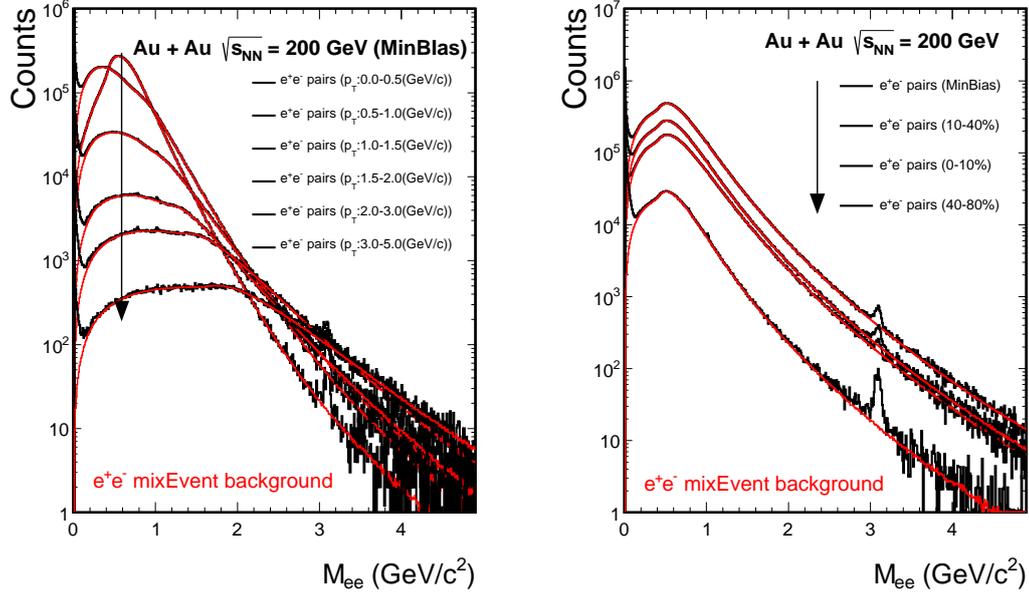


图 3.23: 相同事件以及正规化后的混合事件中异号分布的比较, (左)动量依赖性, (右)中心度依赖性.

电子的位置和宽度, 即可计算 $n\sigma_e$ 选择条件的效率。图(右)即为各种电子鉴别的效率, 图(右下)为其中中心度依赖性。

3.4.2 双电子探测效率以及接收度

得到单电子的探测效率后, 我们通过2种方法来计算电子对的重建效率:

- 简单的蒙特卡罗模拟, 用虚光子作为初始粒子.
- 强子衰变模拟(下节中将详细讨论), 其中包含各种强子的衰变过程以及通过PYTHIA模型得到的”open charm”等重味夸克粒子的衰变和”Drell Yan”过程 [80].

在相对论重离子碰撞过程中, 人们还不能区别重味夸克衰变的双轻子和介质(包括强子介质和分子介质)产生的双轻子。并且由于存在介质的效应对重味夸克衰变的双轻子本身也不够了解。因此在计算电子对效率和接收度时采用上述2种方法来估计不同情况的过程。其中虚光子过程更类似介质产生的双子的过程, 强子衰变模拟的重味夸克粒子的衰变过程类似于p+p碰撞中的过程。

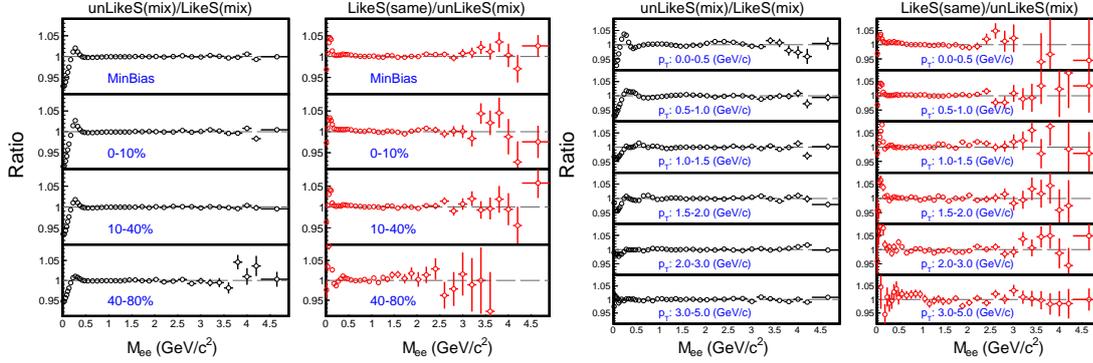


图 3.24: 同号分布接收度修正因子(黑色)以及相同事件与混合事件中同号分布比较(红色)的中心度依赖性和动量依赖性。

通过3维(p_T, η, ϕ)的单电子效率信息, 通过上述2种方法比较单电子效率对双电子的影响即可计算电子对的重建效率。图 3.27为不同动量区间2种方法计算的STAR探测器接收度内(STAR acceptance $p_T^e > 0.2 \text{ GeV}/c, |\eta^e| < 1$) 电子对的重建效率。可以看到在低动量区间两者区别大约为3%,在高动量区域减小 $\sim 1\%$, 并计入系统误差中。由于强子衰变模拟受到统计量的限制, 最终结果中用简单的虚光子模拟过程计算电子对效率。

图 3.28示为不同动量区间电子对的效率, 可以看到在高动量区域效率基本不变(单电子的效率在高动量基本不变), 在低动量以及低质量区域探测器效率为零(该区域探测器没有接收度)。图 3.29则为动量积分得到的一维的电子对效率与不变质量的关系。

本论文实验中所测量的粒子谱除不变横质量谱外都是基于STAR探测器的接收度内的测量(STAR acceptance $p_T^e > 0.2 \text{ GeV}/c, |\eta^e| < 1$), 为了测量不变横质量分布, 测量得到的谱还需要通过探测器接收度修正。如下:

$$\epsilon_{pair}^{acc} = \frac{dN/dM_{ee}dy(p_T(e) > 0.2\text{GeV}/c, |\eta(e)| < 1)}{dN/dM_{ee}dy} \quad (3.7)$$

其中双电子的测量量都为中快度区域($|y| < 1$)的平均值。图 3.30所示为通过上述2种方法计算得到的探测器接收度修正因子。可以看到明显地区别, 特别是在中等质量区间差别比较大, 该区域的主要贡献来自于重味夸克粒子衰变的电子对。在2种方法中该区域的过程区别明显不同, 在虚光子过程中, 电子对的光子只来自于衰变过程本身, 而强子衰变模拟过程中通过PYTHIA模型得

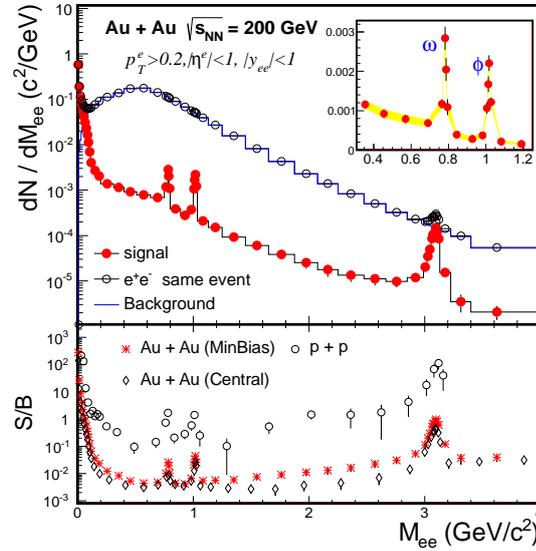


图 3.25: $Au + Au \sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 碰撞中信号与背景的比较。

到重味夸克衰变的双轻子，继承了初始的 $c\bar{c}$ 强大的背对背关联信息。因此最终导致的双电子接收度不同。同样由于人们对碰撞过程中这两种过程了解的有限性，我们同时考虑这2种情况下的结果，并将其作为系统误差，特别是在计算通过横质量谱得到的“slope parameter (T_{eff})”时是其系统误差的主要来源。

3.5 强子衰变模拟(Hadronic cocktails)

实验观测到的末态双电子谱是碰撞介质整个演化过程中产生的双轻子之和。在介质强子化后寿命较长的强子双轻子衰变的是其主要贡献。这些贡献通常称为“Hadronic cocktails”，通常可通过不同的衰变道测量得到其相应的贡献。

由于这些强子主要是在介质强子化后衰变，因此在模拟过程中只包含了其真空中的电磁形状因子“form factor”。在我们的模拟过程中包含了 π^0 , η , η' , ω , ϕ , J/ψ , $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ 以及“Drell Yan”衰变以及相应的Dalitz衰变过程。并且讨论了真空的 ρ 介子衰变贡献，用于与实验数据比较。在模拟中，假设粒子初始的中心快度分布是平坦的。相应的中心快度产额以及动量分布则根据实验测量的结果而来。

200GeV金-金碰撞的 π^\pm 的实验结果来自于STAR以前的测量 [72, 73]。我们取 π^\pm 的平均值作为 π^0 当作模拟的输入。其他的轻味粒子有PHENIX测量

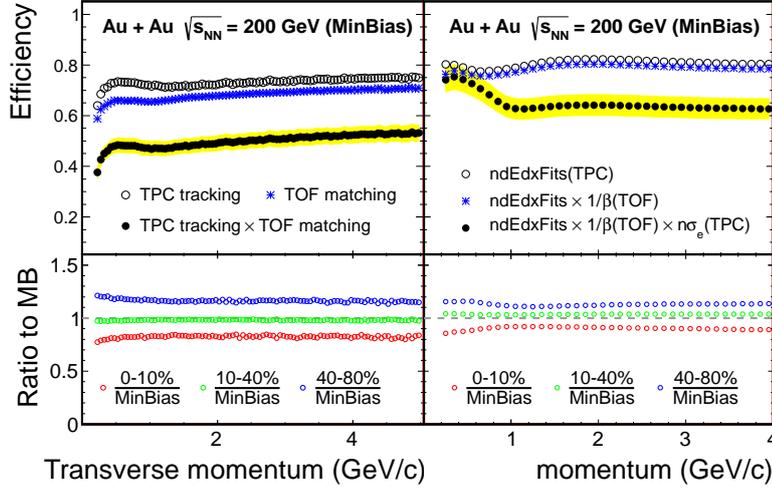


图 3.26: (左)TPC径迹探测效率, TOF配对效率以及其中中心度依赖性, (右)粒子鉴别相关效率以及其中中心度依赖性。

的 $\eta(p_T > 2\text{GeV}/c)$ [76],以及STAR测量的 ϕ [77]. 这些实验结果结合其他的STAR或者PHENIX测量的(K^\pm, K_s^0, Λ) 一起经过core-corona based Tsallis Blast-Wave (TBW)模型拟合 [74], 其中core描述金-金碰撞中粒子的集体产生, corona描述p+p碰撞中的硬散射过程。

图 3.31为拟合所有实验数据得到的结果。可以看到TBW模型能够为实验数据提供好的参数化。对于强子衰变模拟需要而没有实验测量的粒子如($low p_T, \eta, \eta', \omega$),通过TBW模型拟合已有实验数据得到的参数化进行推测. 如图所示, η 的产额是通过TBW推测得到的谱的形状拟合已有的高动量实验测量结果得到. η' 的产额则是选取PHENIX 所用的值. ω 的产额是通过拟合STAR 初步的 ω 测量结果得到. J/ψ 以及 ψ' 直接选取PHENIX的参数化结果 [45]。

考虑到各种实验的差异性, 所有的测量结果都经过修正到中心快度($|y| < 1.0$) 区域0-80% 中心度的产额。例如 π 的测量分别来自于不同的快度区域 $|y| < 0.1$ [72]以及 $|y| < 0.5$ [73], 因此我们通过Hijing 模型计算得到的快度分布进行修正。PHENIX提供的数据是来自于0 – 92% 中心度的, 因此我们通过比较其0 – 80% 和0 – 92% 中心度 π 的产额进行修正。

重味夸克强子衰变 (包括c,b夸克强子) 以及”Drell Yan”过程的双轻子产额是通过PYTHIA [80]模型计算p+p碰撞然后通过金-金碰撞的核子-核子碰撞

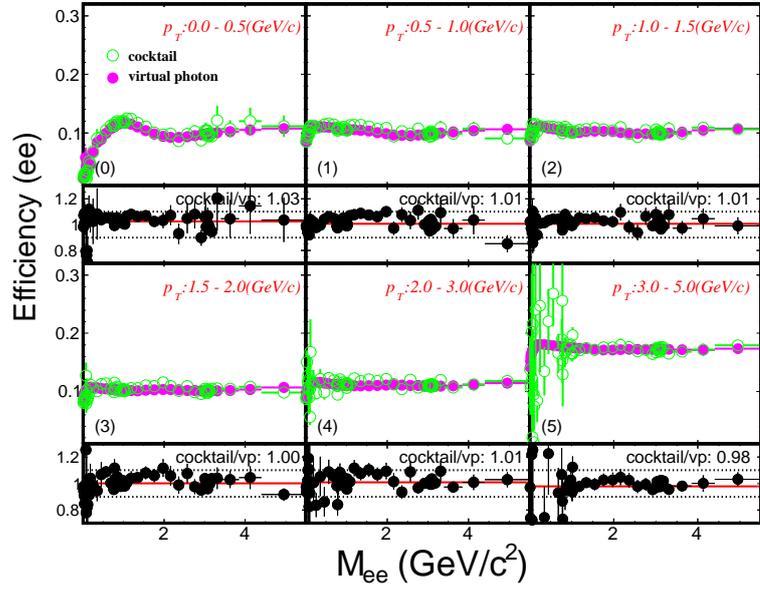


图 3.27: 通过不同方法计算得到的电子对重建效率比较。

数(N_{coll}) 正规化得到。我们用到PYTHIA模型版本为6.419, 并调节其部分参数以使其结果拟合STAR测量的D-介子动量谱(MSEL=1, PARP(91) ($\langle k_{\perp} \rangle$) = 1.0 GeV/c and PARP(67) (parton shower level) = 1.0)。模拟中用到的c夸克产生界面为 [79]:

$$d\sigma^{c\bar{c}}/dy = 170 \pm 45(\text{stat.})_{-59}^{+38}(\text{sys.})\mu b$$

同样我们通过PYTHIA计算了来自于b夸克的贡献以及”Drell Yan”的贡献, 其反应界面如表. 3.4所示。

预计 ρ 介子的贡献在介质中会发生变化, 因此在我们的强子衰变模拟中本身不包含, 只有在比较真空中的 ρ 时才包含。此时 ρ 的贡献是通过STAR测量的周边碰撞中的 ρ/π 的值得到 [81], 并假设其比值不随中心度变化。 ρ 的不变质量谱则是通过以下方程得到:

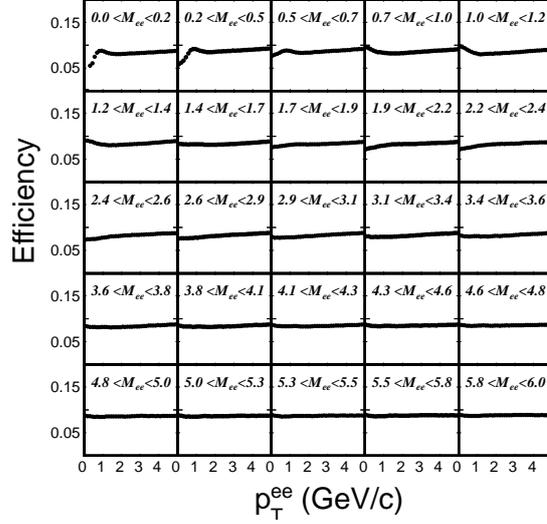


图 3.28: 不同质量区间电子对重建效率的动量依赖性

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dm_{ee}dp_T} &\propto \frac{m_{ee}M_\rho\Gamma_{ee}}{(M_\rho^2 - m_{ee}^2)^2 + M_\rho^2(\Gamma_{\pi\pi} + \Gamma_{ee}\Gamma_2)^2} \times PS \\
\Gamma_{\pi\pi} &= \Gamma_0 \frac{M_\rho}{m_{\pi\pi}} \left(\frac{m_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}{M_\rho^2 - 4m_\pi^2} \right)^{3/2} \\
\Gamma_{ee} &= \Gamma_0 \frac{M_\rho}{m_{ee}} \left(\frac{m_{ee}^2 - 4m_e^2}{M_\rho^2 - 4m_e^2} \right)^{1/2} \\
PS &= \frac{m_{ee}}{\sqrt{m_{ee}^2 + p_T^2}} e^{-\frac{\sqrt{m_{ee}^2 + p_T^2}}{T}}
\end{aligned} \tag{3.8}$$

其中 M_ρ 为776MeV, M_π 为 π 的质量, Γ_0 为149MeV, Γ_2 为 $\rho \rightarrow e + e$ 的分支比, PS为玻尔兹曼相空间因子, T为粒子产生时的温度 ~ 160 MeV.

表 3.4列出了各种可能的强子衰变的双轻子来源, 以及对应的产额和衰变分支比。我们通过TBW模型 [74]以及 m_T 参数化 [45]来描述他们的横动量分布, 作为强子衰变模拟的输入, 并通过相应的分支比和产额对得到的双电子产额进行正规化。

由于RHIC高的束流亮度以及各种探测器的畸变, 实验很难准确的进行探测器分辨率的修正。因此我们采取在强子衰变模拟过程中同研究探测器分辨率的效应。

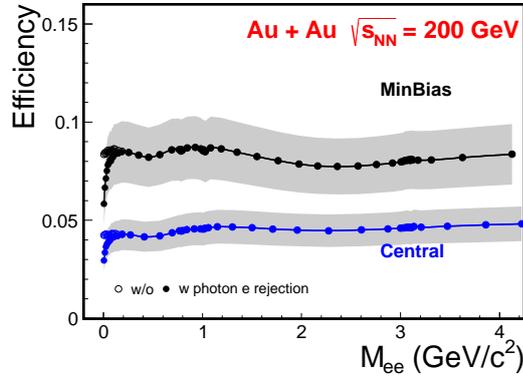


图 3.29: MinBias以及中心碰撞中电子对重建效率。

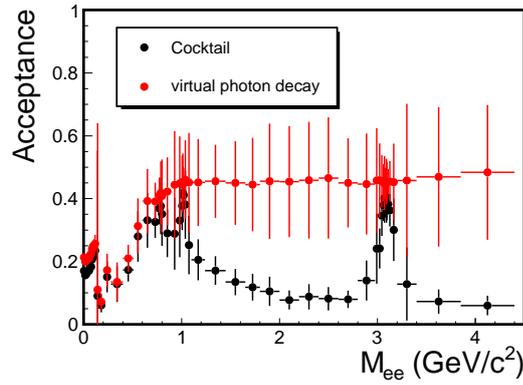


图 3.30: 不同方法计算得到的探测器对双电子接收度的比较。

首先通过探测器的Geant模拟得到粒子动量分辨的分布。对于给定动量(p_T^{MC})的蒙特卡罗粒子经过探测器重建得到的粒子的动量分布函数为式 3.9:

$$P(p_T^{\text{rec}}, p_T^{\text{MC}}) \propto \begin{cases} A \times (B - R)^{-n}, & R < -\alpha \\ e^{-\frac{R^2}{2}}, & -\alpha < R < \beta \\ C \times (D + R)^{-m}, & R > \beta \end{cases} \quad (3.9)$$

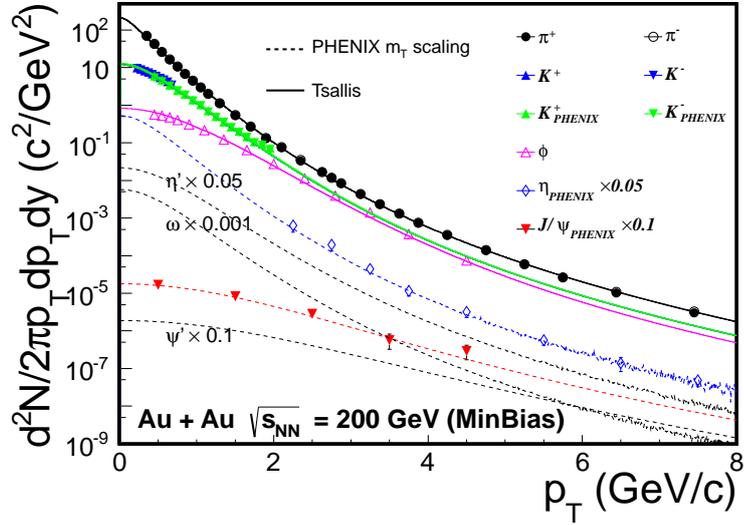


图 3.31: Au + Au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV 中不同粒子的动量分布。以及通过Tsallis Blast-Wave 分布的拟合, 以及 m_T 分布的拟合([45])。

$$\begin{aligned}
 A &= \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \times e^{-\frac{\alpha^2}{2}} \\
 B &= \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \\
 C &= \left(\frac{m}{|\beta|}\right)^m \times e^{-\frac{\beta^2}{2}} \\
 D &= \frac{m}{|\beta|} - |\beta| \\
 R &= \left(\frac{p_T^{\text{rec}} - p_T^{\text{MC}}}{p_T^{\text{MC}}} - \mu\right) / \frac{\sigma_{p_T}}{p_T}
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

其中 $n = 1.29$, $\alpha = 1.75$, $m = 2.92$, $\beta = 1.84$. 由于STAR探测器重建过程中都假设与 π 的能损相同, 但是电子的能损更大因此 $\mu = -0.001$ 。

式 3.10中的 σ_{p_T}/p_T 作为自由参数, 用来描述动量分辨率, 并假设其分布用下式描述:

$$\left(\frac{\sigma_{p_T}}{p_T}\right)^2 = (a \times p_T)^2 + \left(\frac{b}{\beta}\right)^2; \quad \beta = \frac{p}{E} \sim \frac{p_T}{\sqrt{p_T^2 + m^2}}. \tag{3.11}$$

表 3.4: 强子衰变拟合中所用到的各种强子的产额以及分支比和对应的系统误差。

source	B.R.	dN/dy
$\pi^0 \rightarrow \gamma ee$	1.174×10^{-2}	$(9.57 \pm 0.95) \times 10$
$\eta \rightarrow \gamma ee$	7×10^{-3}	$(1.08 \pm 0.32) \times 10$
$\eta' \rightarrow \gamma ee$	9×10^{-4}	2.05 ± 0.20
$\rho \rightarrow ee$	4.72×10^{-5}	9.88 ± 3.00
$\omega \rightarrow ee$	7.28×10^{-5}	
$\omega \rightarrow \pi^0 ee$	7.7×10^{-4}	8.6 ± 2.8
$\phi \rightarrow ee$	2.95×10^{-4}	
$\phi \rightarrow \eta ee$	1.15×10^{-4}	2.05 ± 0.60
$J/\psi \rightarrow ee$	5.94×10^{-2}	$(1.79 \pm 0.26) \times 10^{-3}$
$c\bar{c} \rightarrow ee$	$(1.03 \pm 0.09) \times 10^{-1}$	2.43×10^{-3} (pp)
$b\bar{b} \rightarrow ee$	$(1.08 \pm 0.04) \times 10^{-1}$	1.28×10^{-4} (pp)
$DY \rightarrow ee$	$(3.363 \pm 0.004) \times 10^{-2}$	1.45×10^{-6} (pp)

对于电子 $\beta \sim 1$. 最后通过统计量最多的 J/ψ 信号来调试上式中的参数。通过拟合 J/ψ 得到的 $a = 0.0060$ c/GeV 以及 $b = 0.0083$.

3.6 系统误差分析

分析中主要包含的系统误差来源如下:

1. 不同的去掉转换光子方法的影响。
2. 混合事件正规化因子的不确定性。
3. 残余关联背景的影响。
4. 同号分布的接收度修正因子的不确定性。
5. 强子污染的影响。
6. 探测器效率以及接收度的不确定性。

表 3.5: 不同中心度中混合事件正规化因子不确定性的来源。MinBias事件中
共有 $\sim 3.7 \times 10^7$ 正负电子对,中心碰撞中有 $\sim 8.0 \times 10^7$ 正负电子对.

	# Like-sign	Choice of N.R.	Nor. Method	LS/US pair diff	Total
MinBias	5.1×10^{-4}	6.5×10^{-5}	1.0×10^{-4}	2.5×10^{-5}	0.06%
Central	3.2×10^{-4}	1.6×10^{-4}	5.7×10^{-5}	1.6×10^{-5}	0.04%
10-40%	7.9×10^{-4}	6.5×10^{-6}	8.1×10^{-5}	3.3×10^{-5}	0.08%
40-80%	6.9×10^{-4}	6.8×10^{-5}	9.6×10^{-5}	1.0×10^{-4}	0.08%

转换光子造成的系统误差在前面已讨论过,即主要是通过比较不同转换光子方法以及不除去转换光子得到的结果而来。

由于背景重建造成的系统误差可以根据背景的种类不同分为2大区间(式 3.5)。

在不变质量($M_{ee} < 0.75 GeV/c^2$)的区间,用到的是同号背景,其主要的系统误差来自于同号分布与异号分布之间接收度修正因子的不确定性。考虑到造成这种不同接收度的原因,我们比较不同磁场方向对接收度修正因子的影响,以及不同混合事件的方法对其的影响。并且该修正因子有质量和动量的2维关联性,我们还比较了通过一维和两维修正的影响。

在不变质量($M_{ee} > 0.75 GeV/c^2$)的区间,用到的是混合事件异号背景以及拟合得到的残留背景。因此其系统误差来源主要有两方面,混合事件异号背景的正规化参数的不确定性,以及残留背景的不确定性。

混合事件正规化参数是通过相同事件和混合事件的同号分布确定的,相同事件中同号分布在正规化区域的统计误差本身就是正规化参数的主要来源。另外我们选取了不同的正规化区域($1.2-2.2 GeV/c^2$)计算正规化参数的变化,并将其纳入系统误差的一部分。不同的正规化方法也会带来系统误差,如通过直接比较同号分布和混合事件分布得到的正规化参数。总的同号分布数目与异号分布的不对称性也是系统误差来源之一(即混合事件中同号分布的几何平均与异号分布的差别)。表 3.5列出了正规化参数系统误差的来源:

我们得到的电子中含有一部分的强子污染。如果这些强子与其他粒子具有关联信息,则在最终的双电子谱中包含这些强子的贡献,例如, Λ 衰变产生的 $p + \pi$ 被误鉴别为电子,等。为了研究这类强子污染造成的影响,我们首选通过电子纯度的估计得到各类强子(π, K, p)的污染贡献,然后通过TOF质量条件选

择高纯度的强子，其次按照其污染程度进行配对，其中可产生电子-强子配对以及强子-强子配对。最终与双电子分析一样扣除背景得到相应的贡献。如图 3.32(左)所示：

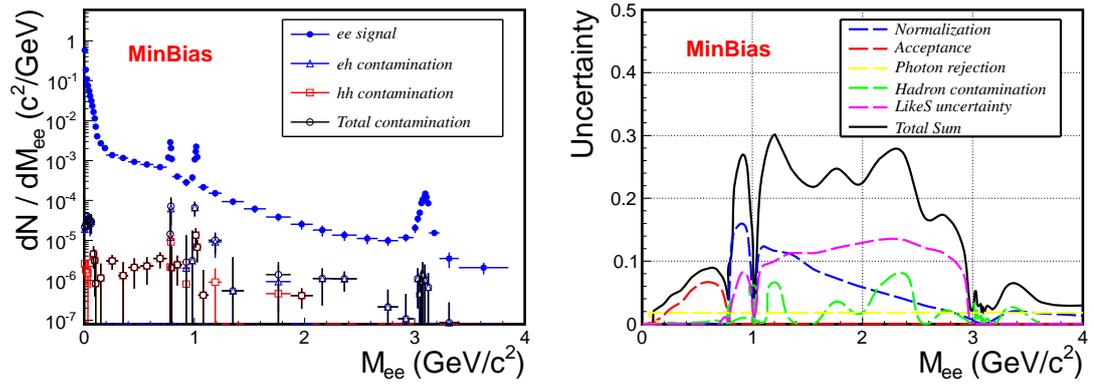


图 3.32: (左)强子污染的贡献，(右)MinBias事件中各种系统误差的比较.

如 3.32(右)图所示为提取原始信号过程中产生的系统误差，做为保守估计，在计算过程中，我们将这些误差直接相加来得到总的系统误差。

最终通过探测器效率和接收度修正的谱，包含来自与相应的效率修正和接收度修正而来的系统误差(表. 3.6)。

表 3.6: 单电子探测效率的不确定性来源

	component	uncertainty
TPC	nHitsFits (diff 15-20)	4.0%
	dca (diff 0.5-1.0 cm)	2.5%
	ndEdxFits	6.0%
TOF	matching	4.2%
	1/β	3.0%
Total		9.2%

第四章 结果讨论

4.1 双轻子不变质量谱

经过探测器效率修正后可以得到的STAR探测器接收度($p_T^e > 0.2 \text{ GeV}/c$, $|\eta^e| < 1$ and $|y_{ee}| < 1$)内的不变质量谱.图 4.1为200GeV金+金MinBias(0-80%中心度)碰撞中得到的经过效率修正的中心快度区域的双电子不变质量谱, 图 4.1中分别比较了包含真空中 ρ 介子与否的强子衰变模拟结果的比较。图中实心点为实验数据, 竖线为统计误差, 绿色的框为系统误差。图 4.1中实验数据与强子衰变模拟结果的比较在底部, 其中黄色部分是来自于由于实验测量得到强子产额(dN/dy)不确定性带来的强子模拟结果的系统误差。

对强子模拟有以下几点说明:

- 考虑到在重离子碰撞中 ρ 介子与介质的强关联, 此处我们只比较真空中的 ρ 介子贡献, 在下节中将专门讨论通过各种理论模型计算的介质中的 ρ 介子贡献。
- 关联的重味夸克衰变的双电子贡献是通过PYTHIA模型计算的p+p碰撞结果通过比较金-金碰撞中的number of binary collisions (N_{coll})得到的, 其中 $\sigma_{c\bar{c}} = 0.80 \pm 0.36 \text{ mb}$ [79]. 但是金-金碰撞中的关联的重味夸克衰变的双电子贡献可能由于介质效应与p+p碰撞不同。

在低质量(LMR)区域, 与强子衰变模拟(不包含真空 ρ)的结果相比, 在 $0.3 - 0.76 \text{ GeV}/c^2$ 区域实验结果有升高的现象, 在包含真空 ρ 后这种升高还是不能被强子衰变模拟的结果完全描述。实验中观测到的升高因子为: $1.85 \pm 0.12 \text{ (stat.)} \pm 0.36 \text{ (sys.)}$ (不包含真空 ρ).其结果比之前RHIC上另一个实验组PHENIX的结果低出很多 [45]。因此我们通过研究各种由于探测器接收度不同等原因研究结果的差异, 未能发现其原因。

在中等质量区域(IMR)区域, 通过强子衰变模拟得到的双电子总体上能够合理的描述实验结果, 但是数据表现出比模拟结果稍高的迹象, 因此可能有来自于其他过程的双电子贡献。在我们的强子衰变模拟过程中, 重味夸克的总的

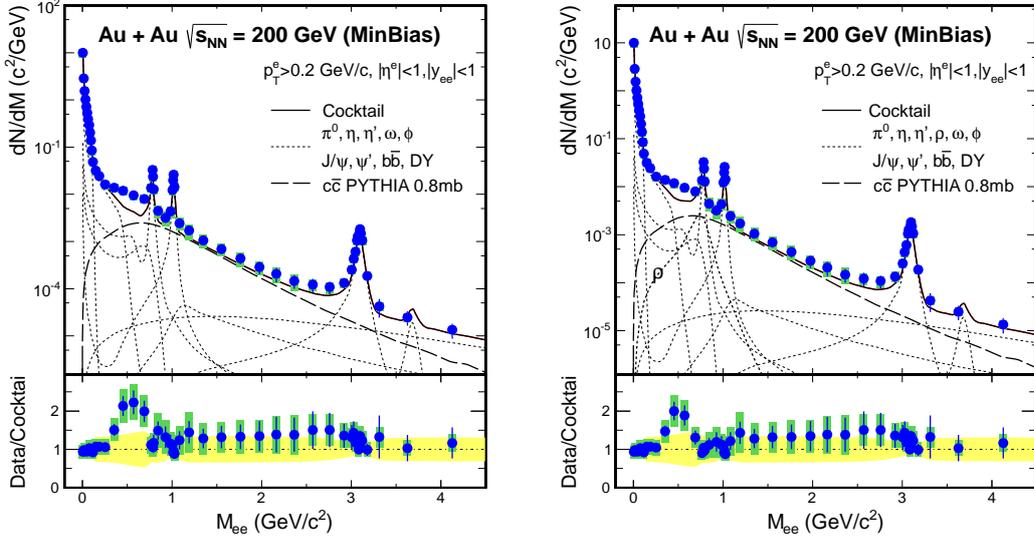


图 4.1: MinBias事件中双电子不变质量分布与强子衰变模拟结果的比较(左)不好含真空 ρ 的贡献(右)包含真空 ρ 的贡献。图中竖线代表统计误差,绿色的方块代表系统误差,黄色的带子表示强子衰变模拟中的不确定性。红线是通过PYTHIA [80]计算得到的 $c\bar{c}$ 贡献,并通过乘以金金碰撞中的 N_{coll} 得到。

产生截面的不确定性大约为 $\sim 35\%$. 因此导致重味夸克衰变的贡献有 $\sim 35\%$ 的不确定性, 因此需要实验有精确的实验精度来测量来自于重味夸克的贡献才能说明是否有来自于其他过程的双电子, 如理论期望在IMR区域的来自于QGP热辐射产生的双电子。

4.2 与理论计算比较

研究双轻子的一个原因是寻找QCD物质的手征对称性质。手征对称性的自发破缺可能在高能量的重离子碰撞中得到恢复, 从而对矢量介子(如 ρ)的性质发生改变。通常有2种方法来描述手征对称性的恢复。(1)由于夸克凝聚 $\langle q\bar{q} \rangle$ 的减少, 矢量介子以及轴矢量介子的质量减小 [63]。(2)在矢量介子为主的范围内通过多体碰撞改变矢量介子的谱方程, 使其分布变得更宽 [64]。2种方法都能增加 ρ 介子真空质量以下的产额。NA60精确的双轻子实验结果发现谱方程变宽的过程能比质量减小的过程更好的解释实验数据 [33]。人们预计在RHIC上产生的强子介质与SPS上产生的基本相似。

来自于QGP的双轻子贡献通常可以通过领头阶的波恩湮灭过程(部分子

湮灭)进行微扰计算得到。并且许多的方法用来计算在有限温度和化学势下的高阶贡献 [84]。人们预期RHIC200GeV金金碰撞中产生了部分子相,来自于QGP的双轻子贡献在不变质量 $M > 1.5\text{GeV}/c^2$ 可能比较明显。

已有大量的双轻子理论计算,特别是对于低质量区间的矢量介子。主要分为两大类。

宏观有效多体模型:

在这类模型中双轻子产生的是通过强子介质中基于矢量介子为主(Vector-meson Dominance Model)的方法得到的电磁关联函数计算的。假设强子介质达到了热平衡,双轻子的产额由介质中矢量介子(ρ)的传播函数决定,如 ρ ,其传播函数依赖于 ρ 在一定温度和化学势的介质中与介子以及重子的相互作用。计算结果表明最终会导致 ρ 介子分布变宽,其中主要的贡献来自于 ρ 与重子的相互作用 [85, 87, 88]。因此模型中介质的总重子数密度(不是净重子数密度)是双轻子产额的一个关键量。

模型中来自于部分子的双轻子贡献是通过微扰计算 $q\bar{q}$ 湮灭得到的。其计算表明,强子介质产生的双轻子贡献与部分子阶段的双轻子贡献相同,被称为“强子-部分子二重性”(parton-hadron duality) [85]。最终的双轻子产额是通过积分整个碰撞演化过程得到。

本文中选取Rapp的计算作为这类模型的代表性理论 [86]。其模型中的主要几点如下:

- (a) 初始谱函数采用 e^+e^- 碰撞实验的结果 [64]。
- (b) 系统通过桶形的火球模型进行演化 [65]。
- (c) 包含了最新的通过格点QCD计算的状态方程(Lattice Equation-Of-State (EOS)),计算中用到的 $T_c = 170\text{MeV}, T_{ch} = 160\text{MeV}$ 。
- (d) 同样来自于QGP热辐射的双轻子也是通过最新的状态方程计算得到。

这类模型的计算有许多,有的选取不同的初始谱函数,有的选取不同的演化过程 [88],例如理想流体或者粘滞性流体力学模型 [87, 88]。其最终得到的结果与Rapp的计算大体相同,并且都能合理地解释STAR的实验数据。

微观运输模型:

本文选取Parton-Hadron String Dynamic(PHSD)运输模型作为这类模型的代

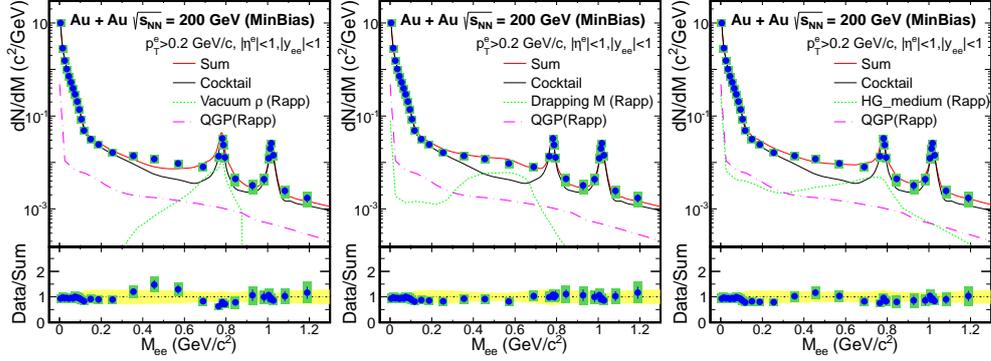


图 4.2: 低质量区间双电子的分布与理论计算的各种 ρ 介子贡献以及QGP 热辐射贡献的比较。

表。PHSD 运输模型结合了矢量介子的 off-shell 演化, 以及早期明显的部分子演化阶段和强子化演化过程 [89]。能够研究非平衡条件下各种微观过程的双轻子产生。在强子阶段 PHSD 模型与 HSD 模型一样, HSD 已用于研究从 SIS 能量到 RHIC 能量, 从 p+A 到 A+A 各种实验数据, 能够成功地描述实验测量的强子产额, 横动量谱以及快度分布 [90]。PHSD 中来自于 QGP 的贡献包含以下几个过程: Born 散射 $q + \bar{q}$, 胶子 Compton 散射 ($q/\bar{q} + g \rightarrow \gamma^* + q/\bar{q}$), 以及伴随胶子韧质辐射的正反夸克对湮灭过程 ($q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma^*$)。对应的双轻子产额是通过参数化 QGP 中夸克和胶子的 off-shell 传播函数计算得到。

通过 PHSD 计算得到的双轻子产额能够合理地描述 STAR 实验的初步数据 [91], 在下面的比较中将进一步讨论。

图 4.2 比较了 200 GeV 金-金 MinBias 碰撞中的强子介质对 ρ 介子不同的影响的结果与实验结果的对比。从左到右依次有: 真空 ρ 介子, 质量减小的 ρ 介子, 以及谱变宽的 ρ 介子 [86]。比较主要集中的不变质量 $1.1 \text{ GeV}/c^2$ 以下, 图中来自于 QGP 的贡献相同。该模型中的真空与我们在强子模拟衰变过程中用到的不同, 其含有一些其它的假设, 但是同样可以看到其不能完全符合实验数据。中图以及右图中的 2 类计算都能合理地描述数据 [86]。在这个区间关联的重味夸克贡献同样有明显的贡献, 因此同样需要精确的实验测量才能区分不同的过程。

图 4.3 比较了 200 GeV 金-金 MinBias 碰撞中的实验数据和 2 类模型的计算结果比较。在图的上半部分, 模型计算得到的强子介质和 QGP 的贡献都加上通过强子衰变模拟得到的产额中共同描述实验数据。图中下半部分显示了数据与模拟结果的比值。在中等质量 (IMR) 区域, 可以看到 2 类模型都能够通过 QGP 的

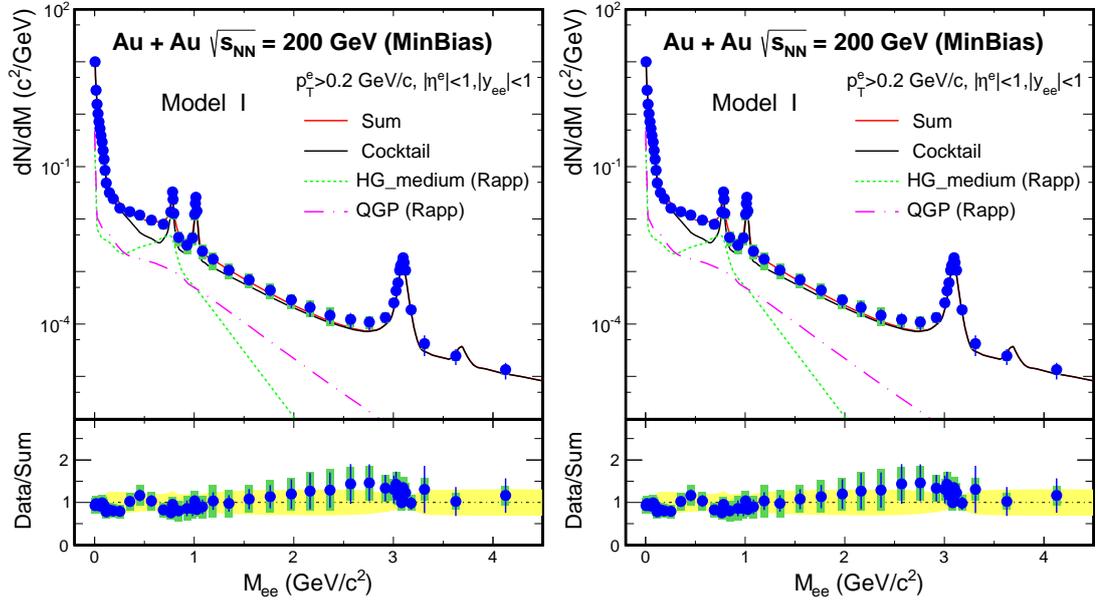


图 4.3: 双电子不变质量谱与不同理论计算的强子介子贡献和QGP热辐射贡献的比较。

贡献合理地描述实验数据。在低质量区间还有其它一些相似的模型也能够很好地描述实验数据 [87, 88]。

值得注意的是，在中等质量(IMR)区间,主要的贡献都来自于重味夸克的衰变，但是实验对这种过程的了解有限，因此现在的认知不足以说明理论计算与实验结果的比较的对错。在后面章节中还将专门研究来自于重味夸克的贡献。

4.3 动量依赖性

为了更进一步了解双电子的产生，我们分析了其动量依赖性，并且与强子衰变模拟结果进行比较。因此对模拟中各种强子的动量分布的认识有较高的要求(上述章节已详细讨论)。

图 4.4是200GeV金-金MinBias碰撞中的STAR探测器接收度内不同动量区间的双电子不变质量谱与相应的强子衰变模拟结果的比较。仍然值得提醒的是在 $0.5 - 3.0 \text{ GeV}/c^2$ 整个区间重味夸克的贡献都比较重要，由于对其了解的缺乏，我们只能通过PYTHIA模型模拟p+p碰撞的结果，并通过 N_{coll} 得到金-金中的贡献。实验数据与模拟数据的比值在图中相应的右半部分，同时有两类理论计算的结果列在其中。可以看到实验观测到的结果与模拟结果在不同动量区将

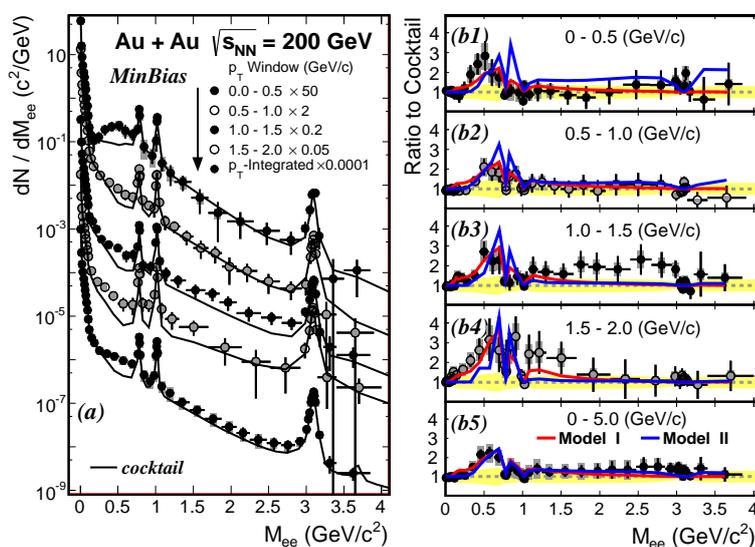


图 4.4: (左)不同动量区间双电子的不变质量分布, (右)不同横动量区间试验结果与强子衰变模拟结果的比值, 以及不同模型的计算结果。

没有太大的变化, 并且2类模型的计算在各个动量区间都能合理地描述实验数据。

为了更好地从数值上度量实验与模拟结果的比较, 我们在不同的计算不同质量区间总的产额随动量的变化如图 4.5(左), 图(右)则为实验与模拟结果的比值。可以看到在 π^0 (0-0.15 GeV/c^2), ω - ϕ (0.76-1.05 GeV/c^2) and J/ψ (2.8-3.5 GeV/c^2)质量区间, 实验数据与模拟结果比较一致, 从而显示了实验的可信性(在这些区域双电子产额能够合理的控制)。在低质量区域(LMR), 特别是0.3-0.76 GeV/c^2 区域, 实验观测到的产额升高存在于各个动量区间, 并且没有太明显的动量依赖性。表总结了各个动量区将实验数据与模拟结果的详细比较。在中等质量区间则由于对重味夸克的认识的有限性, 还不足以提出可行的结论。

4.4 中心度依赖性

同样我们分析了双电子产生的中心度依赖性。图 4.6(左)即为不同中心度下实验测量的双电子不变质量谱和强子衰变模拟结果的比较, 图(右)则为实验数据与模拟结果的比值, 其中同样有来自于两类模型的计算结果。图 4.7则显示了不同质量区间双轻子产额的中心度依赖性。

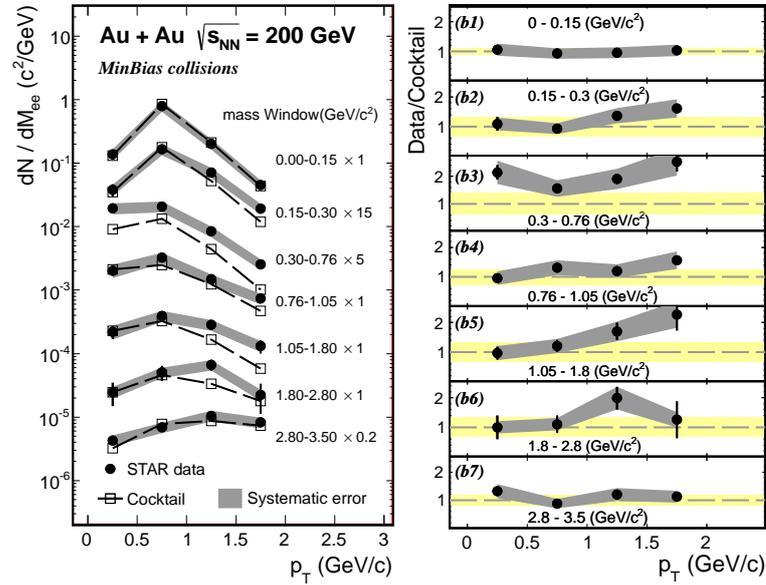


图 4.5: (左)不同质量区间双轻子产额与横动量关系, (右)不同质量区间产额增强因子的横动量依赖性。

表 4.1: 0.3-0.76 GeV/c^2 质量区间双电子产额增强因子的横动量依赖性。

p_T region	Yield ($\times 10^{-3}$)	Yield/Cocktail
0 - 0.5	$1.79 \pm 0.22 \pm 0.36$	$2.14 \pm 0.27 \pm 0.43$
0.5 - 1.0	$1.91 \pm 0.17 \pm 0.38$	$1.56 \pm 0.14 \pm 0.31$
1.0 - 1.5	$0.77 \pm 0.08 \pm 0.15$	$1.91 \pm 0.19 \pm 0.37$
1.5 - 2.0	$0.24 \pm 0.04 \pm 0.05$	$2.53 \pm 0.35 \pm 0.50$

在低质量区域(LMR),特别是 $0.3 - 0.76 GeV/c^2$ 区域实验观测到的双电子产额的增强同样没有太明显的中心度依赖性。两类模型的计算同样都能合理的描述实验结果,表 4.2详细总结了该区域实验与模拟结果的产额比较。在中等质量区间(IMR),中心碰撞的不变质量分布变得更陡,可能是由于中心碰撞中介质对重味夸克的影响造成的,或者其它的贡献。

图 4.8我们比较了MinBias(0-80%中心度)和中心(0-10%中心度)碰撞中的不变质量分布。通过碰撞中的核子参与数(N_{part})进行归一。图下为两者的比值,在 π^0 质量区间附近比值为1,说明了 π^0 粒子产生的 N_{part} 归一性。在 $0.5 - 1.0 GeV/c^2$ 区间比值增加,接近 N_{coll} 归一的值。这是因为这个区域重味夸克的

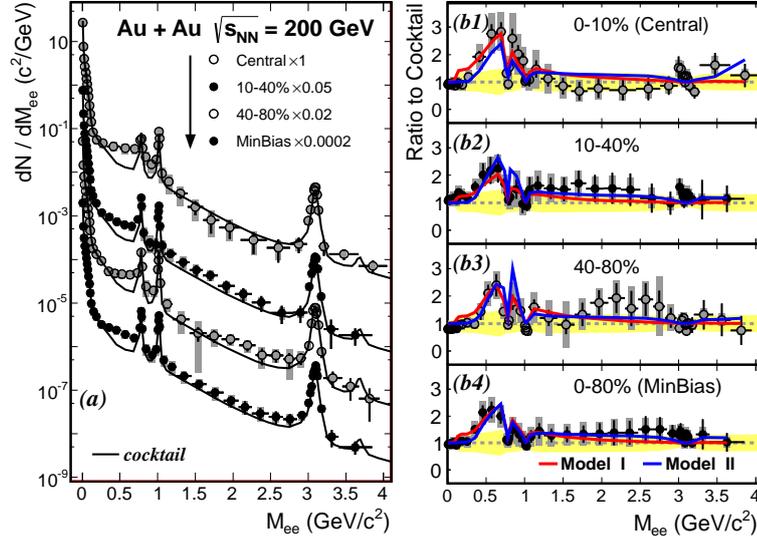


图 4.6: (左)不同碰撞中心度下双电子的不变质量分布, (右)不同碰撞中心度下实验结果与强子衰变模拟结果的比值, 以及不同模型的计算结果。

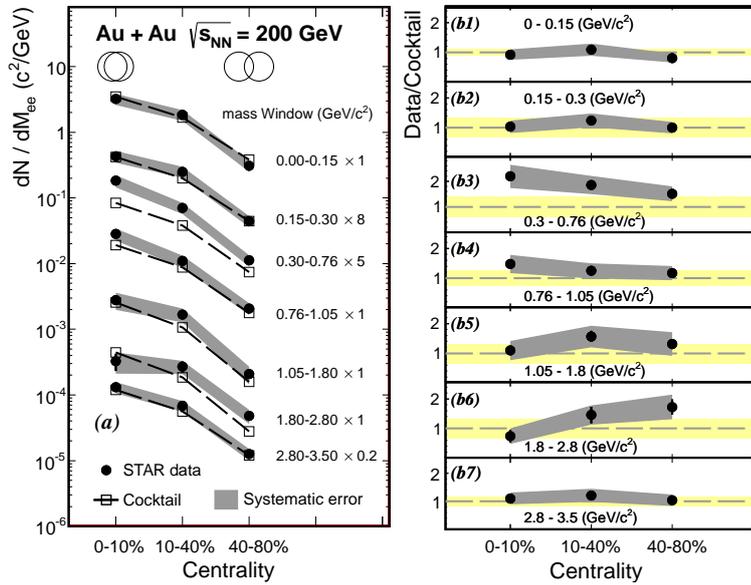
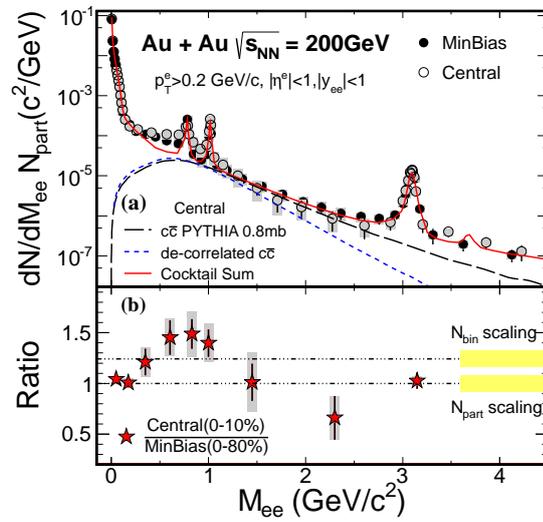


图 4.7: (左)不同质量区间双轻子产额与碰撞中心度关系, (右)不同质量区间产额增强因子的碰撞中心度依赖性。

表 4.2: 0.3-0.76 GeV/c² 质量区间双电子产额增强因子的中心度依赖性。

Centrality	Yield ($\times 10^{-3}$)	Yield/Cocktail
0 -10%	$16.8 \pm 1.1 \pm 3.6$	$2.19 \pm 0.15 \pm 0.47$
10-40%	$6.43 \pm 0.56 \pm 1.25$	$2.05 \pm 0.18 \pm 0.40$
40-80%	$1.02 \pm 0.08 \pm 0.20$	$1.69 \pm 0.13 \pm 0.33$
0 -80%	$4.84 \pm 0.34 \pm 0.94$	$1.85 \pm 0.12 \pm 0.36$

图 4.8: (上)通过 N_{part} 归一的MinBias碰撞和中心碰撞中双电子不变质量分布的比较。(下)MinBias碰撞和中心碰撞经过归一化后的不变质量分布的比值。

产生开始变得重要，而重味夸克的产生是通过 N_{coll} 归一的，并且通过理论计算的强子介质的贡献也比(N_{part})归一更快 [86]。在中等质量区间(IMR)，比值显示出MinBias(0-80%中心度)和中心(0-10%中心度)碰撞的不同，如果该区域主要来自于重味夸克贡献，则应该接近 N_{coll} 归一，因此其不同可能是由于中心碰撞中介质对重味夸克的影响，或者有来自于其它过程的贡献，例如QGP热辐射。

4.5 有效温度测量(Slope parameter)

图 4.9(左)为经过探测器效率以及接收度修正的不变横质量分布，其中探测器接收度修正通过2种方法外推得到的(前面章节已详细讨论)：一种是用强子

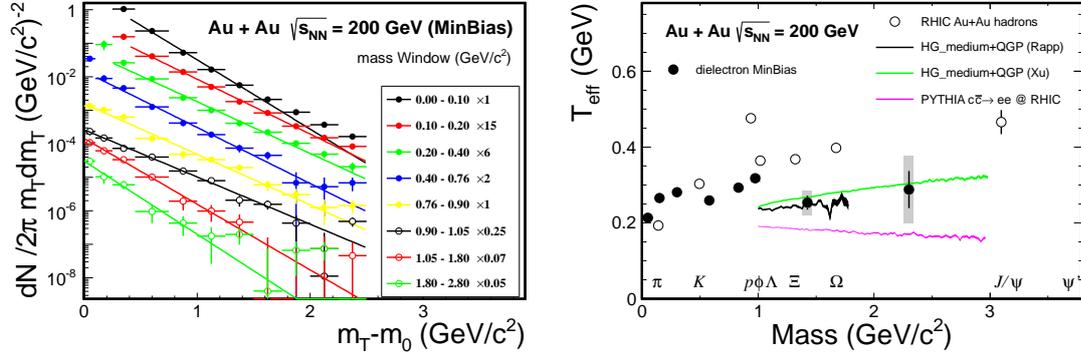


图 4.9: (左)不同质量区间经过探测器效率以及接收度修正的双电子横质量分布, 其中实线为拟合结果(Eq. 4.1).(右)通过拟合得到的有效温度 T_{eff} 分布。

衰变模拟的过程, 另一种是通过简单的模拟虚光子衰变的过程。图中得到的是从 π^0 到 J/ψ 不同质量区间的不变横质量谱。

各个质量区间的分布基本服从指数分布, 因此我们通过指数分布来拟合实验数据的分布:

$$\frac{dN}{m_T dm_T} = \frac{1}{T(m_0 + T)} \exp\left(-\frac{m_T - m_0}{T}\right) \quad (4.1)$$

其中“T”即为通常所说的“slope parameter”或者“有效温度- T_{eff} ”。通过拟合得到的各个质量区间的“T”分布如图 4.9(右)所示.图中包含了已有的RHIC实验中测量得到的强子结果 [72, 77, 78, 92].

在 π^0 质量区间双电子的结果与强子测量的结果的差异是由于, 双电子测量得到的并非 π^0 本身, 而是其通过Dalitz衰变的一部分。其差异通过模拟衰变的过程可以得到解释, 在之前得到的动量依赖性中同样可以得到验证(图 4.5)。在 $0.3 - 0.7 \text{ GeV}/c^2$ 实验数据比较复杂, 有来自于许多方面的贡献如(η , correlated charm, in-medium ρ etc.) 等, 因此不易得到直观的结论。

在中等质量区间($1.1-3.0 \text{ GeV}/c^2$),现有的实验数据有来自于接收度修正带来的非常大的不确定性。这是由于对重味夸克衰变过程以及QGP热辐射过程认识的有限性, 以及探测器对两者接收度大的差异造成的。因此结果中我们取通过2种不同过程修正探测器接收度得到的结果的平均值, 并将之间的差异作为系统误差。图. 4.9(右)中系统误差的下限即通过假设都是来自于与PYTHIA模

拟的p+p相似的重味夸克衰变而来的，上限则是假设都是通过QGP热辐射而来的。现有的实验精度不足以区分不同部分的贡献，需要今后通过探测器升级得到更精确的测量，从而得到对重味夸克衰变以及QGP热辐射的认识。

4.6 重味夸克衰变贡献

重味夸克衰变过程产生的双电子从 $0.5\text{GeV}/c^2$ 开始对双轻子产额有明显的贡献，对双轻子的测量，寻找QGP热辐射等有至关重要的影响，但是目前为止在RHIC的p+p和Au+Au碰撞中，在相应的动量区间(低动量)还没有对这个过程的直接测量。只有单独的重味夸克粒子(D^0, D^*)以及相应的衰变电子(non-photon electron)的测量 [79, 93, 94], 因此我们只能通过PYTHIA 模型来得到关联的重味夸克粒子，并通过已有的测量进行一些研究。

在p+p碰撞中我们通过调试PYTHIA的参数: MSEL=1, PARP(91) ($\langle k_{\perp} \rangle = 1.0\text{ GeV}/c$ and PARP(67) (parton shower level) = 1.0,使其得到的D-介子谱与实验测量结果一致(0.6-6GeV/c), 并且得到的双电子贡献也能合理地描述STAR 200GeV p+p碰撞中双电子中等质量区域的数据。但是由于p+p碰撞中双电子实验数据统计的有限性, 不足以说明模型能否很好的模拟D-D 介子之间的关联。

在金-金碰撞中实验观测到高动量的单电子对应p+p碰撞有明显的压抑。在低动量区域多种模型预计通过c夸克与高温高密介质的相互作用会使低动量的D-介子谱相对p+p碰撞有所升高 [95, 96]。因此在金-金碰撞中D-D 之间的关联与p+p碰撞中可能不同, 甚至关联完全被介质消除。为了研究这种过程对双电子谱的影响, 我们通过以下几种方法来重构D-D 关联。

- (a) 直接通过PYTHIA模型计算得到的 $c\bar{c}$ 贡献.
- (b) 在PYTHIA中保持重味夸克(c)衰变电子的动量大小, 但是改变这些电子之间的方位角关联, 使其方位角随机分布, 即 $c\bar{c}$ 衰变的电子之间的关联由于碰撞中产生的介质影响而完全消失, 类似于RHIC实验测量得到的双强子关联结果如图 1.1。
- (c) 通过PYTHIA模型得到的单电子 p_T, η, ϕ 随机抽样产生电子对, 此时电子之间完全没有关联。

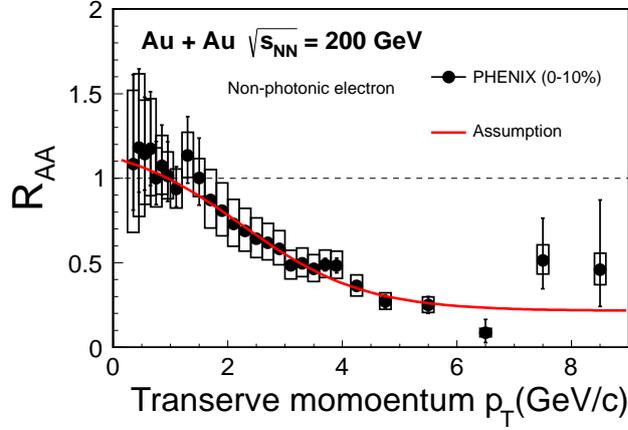


图 4.10: RHIC实验测得非光电子核修正因子。

$$R_{AA}(p_T) = 4.7 \times \left(\frac{1}{A + e^{(p_T - B)/C}} + D \right) - 1.9$$

$$A = 4.6338, \quad B = 0.62046, \quad (4.2)$$

$$C = 1.06229, \quad D = 0.45006.$$

- (d) 在(c)的基础上, 考虑到RHIC实验非光电子核修正因子的测量结果(图 4.10).对电子的动量分布进行修正, 如式 4.2.

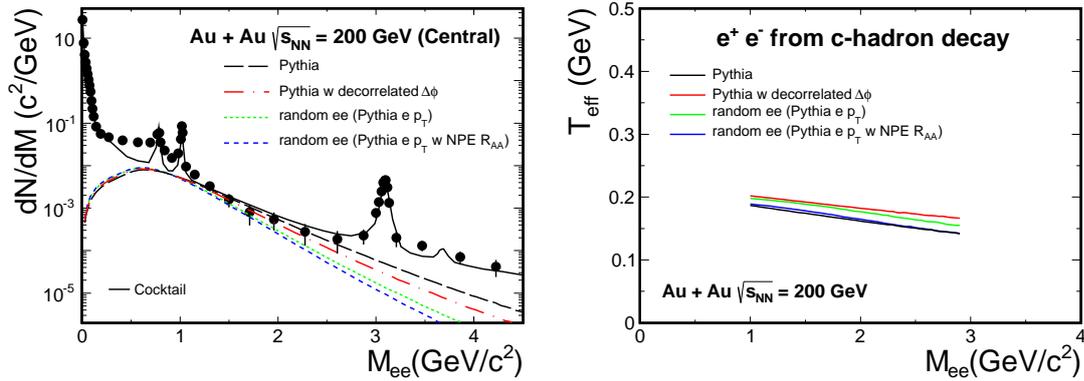


图 4.11: (左)中心碰撞中对重味夸克不同修正情况下双电子不变质量分布与实验数据比较, 以及对有效温度的影响(右)。

上述所有的过程都通过对应的碰撞中发生的核子-核子对撞次数(N_{coll}) 正规化来得到金-金碰撞中的双电子贡献。图 4.11为实验测量的200GeV金-金中心碰撞的双电子数据与以上4种计算结果的比较。通过比较发现, 通过修正单电子谱和修正电子之间的关联得到的双电子谱都会变得更陡, 其中同时考虑二者得到的结果更接近实验测量结果。

同时我们计算了4种情况下”slope parameter”的变化(图. 4.11)。与谱的改变不同, ”slope parameter”在各种情况下的变化不是太大。并且与理论计算得到的QGP热辐射过程得到的slope parameter”有较大的不同。

第五章 结论与展望

5.1 结论

综上所述，我们测量了200GeV Au+Au碰撞中的双电子产额，研究了其中心度和横动量依赖性，以及其横质量分布。

在低质量区域，通过与预期产额相比，我们观测到在质量($M : 0.3 - 0.7 \text{ GeV}/c^2$)区域，产额有所增强，增强因子大约为： $1.85 \pm 0.12 \pm 0.36$ ，比PHENIX合作组观测到的数据小。多种包含 ρ 介子介子效应展宽的理论如：都能合理的描述实验数据。并且我们研究了其横动量和中心度依赖性，没有观测到明显的依赖性，同样理论计算能够合理的描述中心度和横动量依赖性。

中等质量区域 $1.1 < M_{ee} < 3 \text{ GeV}/c^2$ ，实验测量的中心碰撞的双电子谱比MinBias碰撞中的谱更陡一些，可能是由于中心碰撞产生的高密介质对重味夸克的影响，而造成了其衰变的双轻子性质的改变，或者可能由于碰撞中存在其他过程的贡献，例如QGP的热辐射。

我们进一步通过双轻子的横质量谱研究了其有效温度(T_{eff})，并且与理论计算进行的比较，但是由于实验对QGP热辐射和重味夸克衰变的双轻子测量的有限性，对实验造成了大的误差，因此需要更精确地实验从而实现可能的QGP热辐射的测量。

5.2 展望

来自重味夸克衰变的双轻子是我们测量中背景的主要来源之一，对多个区域有非常重要的影响，并且这些重味夸克可能会受到碰撞介质的影响，因此对其精确的测量是寻找QGP 热辐射的必要的过程。为了完成这样的测量，STAR近期(~ 2014年)有多个探测器升级涉及到对重味夸克的测量，如：HFT和MTD 等。

HFT能够实现径迹位置的精确测量，从而能够通过衰变几何实现对重味夸克粒子(如： D^0)的重建，实现对重味夸克产额的高精度测量，以及其关联性

质的测量($D^0 - \bar{D}^0$, $e - \mu$)。并且可能可以通过衰变位置区分重味夸克衰变的轻子以及其它近顶点过程的轻子, 则可能对双轻子测量实现质的飞跃。

MTD的主要目标之一是实现对 $e - \mu$ 的测量, $e - \mu$ 是测量重味夸克衰变最理想的观测量, 其特殊性使得其能够有效的精确的测量重味夸克衰变的双轻子贡献。对双轻子实验有极大的帮助。

对重味夸克的精确测量是寻找QGP热辐射的必要过程之一, 但是对热辐射过程的区分则是另一个重要的方面, 即对实验可能观测到的热辐射是来自于QGP过程或者强子介质过程进行区分。双轻子椭圆流的测量能够为我们提供这样的观测量, 是区分QGP热辐射和强子介质热辐射的重要手段之一。同时双轻子极化的测量则是另一个研究碰撞介质热化程度的重要观测量, 能够帮助我们了解热辐射过程的性质 [97-100]。

但是由于双轻子的产额很低, 要实现寻找QGP热辐射, 并研究其热化程度等目标则需要相当大的数据统计, 因此高统计量的实验数据也是必不可少的, RHIC-2(~ 2016年)将很大限度的提高束流亮度, 从而极大地提高数据统计量, 对中等质量区间研究QGP 热辐射, 以及低质量区间研究手征对称性, 有极大的帮助。

正在进行的RHIC-BES主要目的是研究QCD相图, 寻找QCD相变以及临界点。其中对双电子的不同能量的系统测量也是其主要探针之一, 同样对研究手征对称性以及QGP热辐射有极大的帮助。

附录 A

A.1 PHENIX探测器接收度模拟

STAR为中心快度区域的全方位角接收度探测器($|\eta^e| < 1, 2\pi$), 而PHENIX探测器接收度为中心快度区域, $1/2$ 方位角($|\eta^e| < 0.35, \pi$)(图. A.1, 表. A.1)。因此原则上STAR探测器能够完全模拟PHENIX探测器接收度, 可用于研究双电子实验中由于探测器接收度不同而造成的影响。

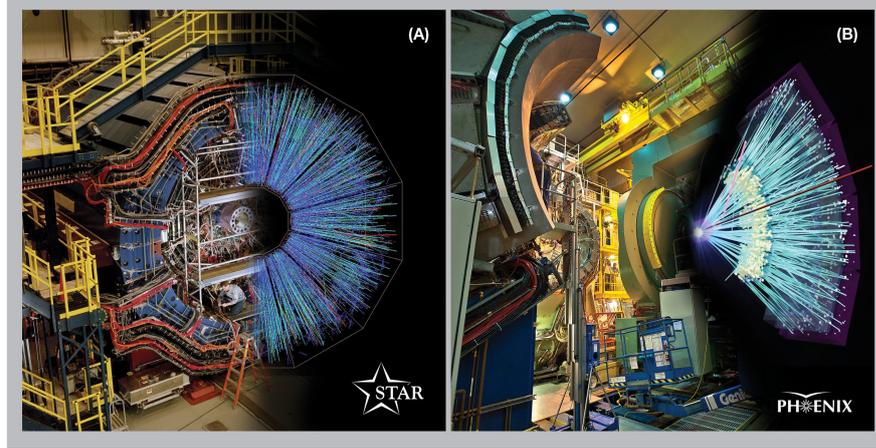


图 A.1: STAR与PHENIX探测器结构示意图

	ϕ	η	#sector	Tracking	EID
STAR	2π	$\pm 1.$	24	TPC	TPC,TOF,EMC
PHENIX	π	± 0.35	40	DC,PC	RHIC,TOF,EMC

表 A.1: STAR 和PHENIX 探测器接收度比较

由于探测器结构的不同, STAR不可能完全模拟PHENIX探测器的接收度, 例如PHENIX探测器是漂移室, STAR为时间投影室。我们通过PHENIX单粒子的接收度, 尽量通过STAR模拟对单粒子的接收度。STAR与PHENIX探测器的接收度存在方位角方向的不同和赝快度方向的不同, 考虑到赝快度方向的差异不可能造成太大的物理差异, 以及出于统计量的考虑, 我们主要考虑了方

方位角方向的不同, 即PHENIX为方位角背对背的2部分组成, STAR则是全方位角。

由于磁场对粒子径迹的偏转而造成的粒子接收度有动量以及方位角依赖性, 我们用PHENIX 发表的文章中所描述的单粒子接收度公式对单粒子进行筛选。

$$\begin{aligned}\phi_{min} &\leq \phi + q \frac{k_{DC}}{p_T} \leq \phi_{max} \\ \phi_{min} &\leq \phi + q \frac{k_{RHIC}}{p_T} \leq \phi_{max}\end{aligned}\tag{A.1}$$

其中 k_{DC} 和 k_{RHIC} 表示由于DC和RICH造成的偏转($k_{DC} = 0.206 \text{ rad GeV}/c$, $k_{RHIC} = 0.309 \text{ rad GeV}/c$). PHENIX的两个探测臂分别覆盖方位角 $\phi_{min} = -\frac{3}{16}\pi$ to $\phi_{max} = \frac{5}{16}\pi$, 以及 $\phi_{min} = \frac{11}{16}\pi$ to $\phi_{max} = \frac{19}{16}\pi$ 区域。

图 A.2即为STAR单粒子实验数据经过PHENIX方位角 ϕ 接收度筛选后的分布. 其中上图为通常看到的 ϕ vs. p_T 的分布, 下图则为 $1/p_T$ vs. ϕ 分布. 可以看到在整体上基本能够模拟PHENIX的方位角接收度, 但是由于探测器内部的结构造成的差异还不能被完全模拟。

通过接收度模拟得到电子后, 我们能够进行双电子分析, 与之前分析过程完全相同。图 A.2 (a),(b),(c)为相同事件与混合事件中的同号分布的比较。(d)为同号分布的接收度修正因子。

图 A.3(左)比较了STAR实验数据经过PHENIX方位角筛选对同号以及异号分布的影响。通过比较我们可以清楚地看到, PHENIX方位角接收度筛选对不同号电子对接收度造成的影响, 其影响最大的区域为 $M \sim 0.5 \text{ GeV}/c^2$ 。

经过扣除背景, 得到的双电子信号通过探测器效率修正最终即为测量到的经过PHENIX方位角接收度的双电子不变质量分布。同样通过与强子衰变模拟的结果比较发现, 实验产额有所增强, 但是其增强的量与STAR完整接收度测量结果相似。同样低于PHENIX的测量结果(图. A.4)。进一步, 我们比较了包含 ρ 介质效应以及QGP热辐射的理论计算结果, 同样模型计算的结果能够合理的描述实验结果。

最终, 通过PHENIX方位角接收度模拟还无法理解STAR与PHENIX实验结果的差异, 需要更深一步研究。

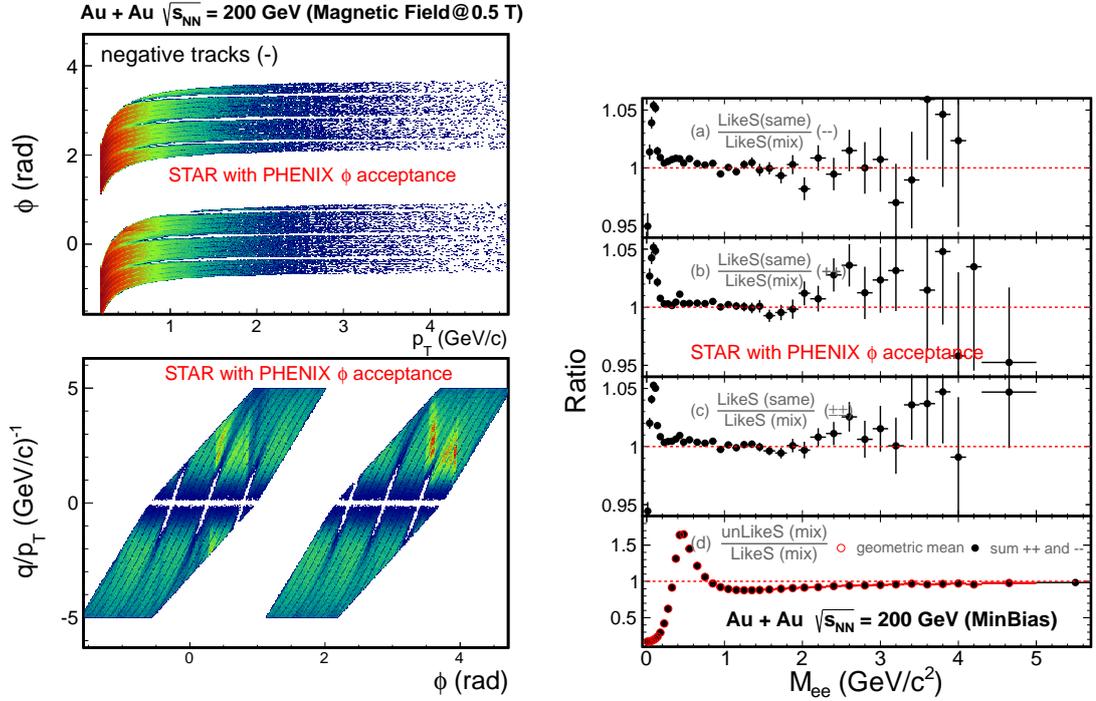


图 A.2: (左)STAR实验数据通过PHENIX方位角接收度筛选后的单电子接收度分布, (右)相同事件与混合事件的比较

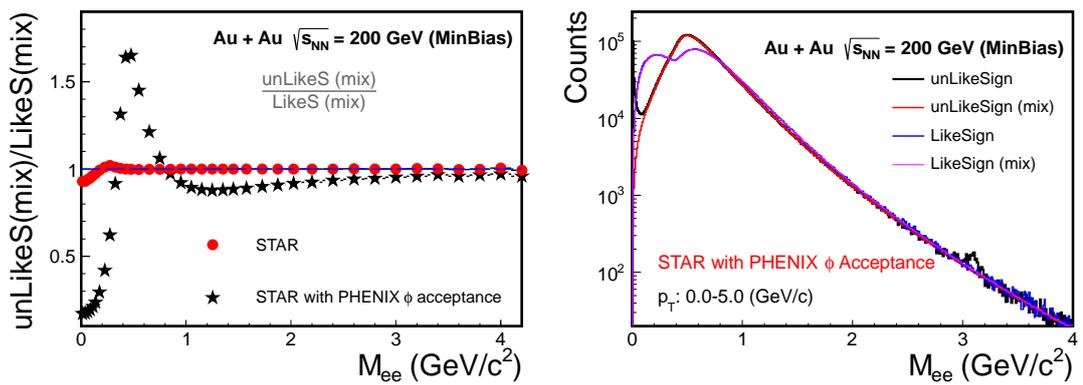


图 A.3: (左)PHENIX方位角接收度对不同号电子对接收度的影响, (右)经过PHENIX方位角接收度后重建的电子对分布比较。

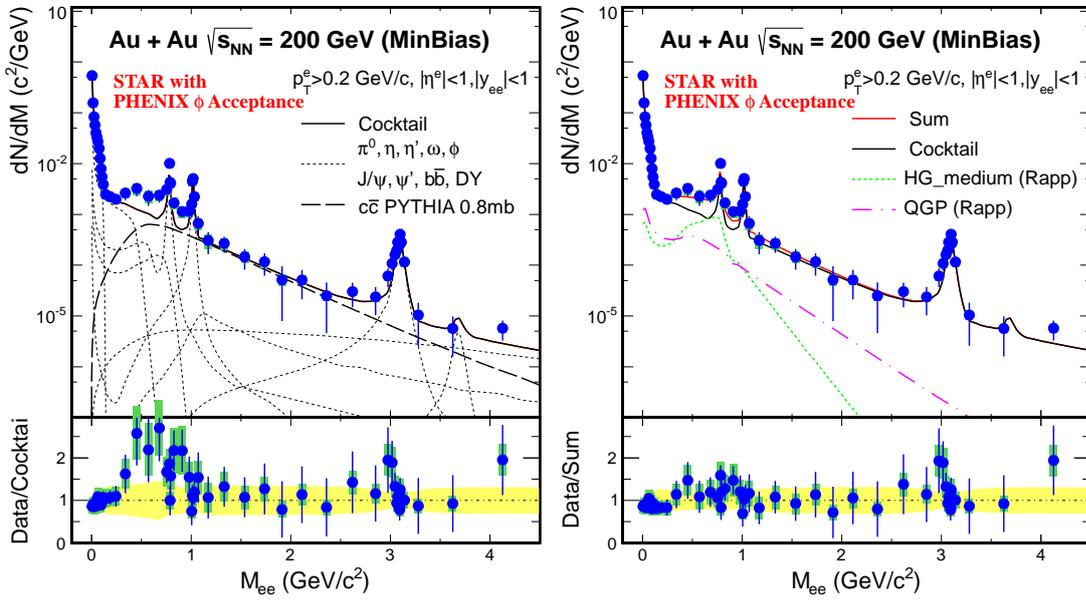


图 A.4: (左)STAR数据经过PHENIX方位角接收度筛选后得到的双电子谱与强子衰变模拟结果的比较, (右)与理论模型计算结果的比较Ref. [86].

参考文献

- [1] E. V. Shuryak, Phys. Lett. B **78**, 150 (1978).
- [2] C. Adler *et al.* Phys. Rev. Lett. **89**, 202301 (2002).
- [3] C.-Y. Wong. Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1994.
- [4] F. Wang *et al.* J. Phys. G **30**, S1299 (2004).
- [5] John Adams *et al.* Phys. Rev. Lett. **95**, 152301 (2005).
- [6] P.F. Kolb and U. Heinz. arXiv: nucl-th/0305084, 2003.
- [7] J. Adams *et al.* “STAR white paper.” arXiv: nucl-ex/0501009, 2005.
- [8] S.S. Adler *et al.* Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003).
- [9] J. Adams *et al.* Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004).
- [10] Z. Lin and C.M. Ko. Phys. Rev. Lett. **89**, 202302 (2002).
- [11] D. Molnar and S.A. Voloshin. Phys. Rev. Lett. **91**, 092301 (2003).
- [12] J. Adams *et al.* Phys. Rev. Lett. **92**, 052302 (2004).
- [13] S. Eidelman *et al.* “Review of Particle Physics.” Phys. Lett. B **592**, 1+ (2004).
- [14] D. J. Gross and F. Wilczek, Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [15] H. D. Politzer, Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ?, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [16] D. J. Gross and F. Wilczek, Asymptotically Free Gauge Theories. I, Phys. Rev. D **8**, 3633 (1973).

- [17] H. D. Politzer, Asymptotic freedom: An approach to strong interactions, Phys. Rep. 14, 129 (1974).
- [18] R. Gupta. arXiv: hep-lat/9807028, 1998.
- [19] R. Rapp and J. Wambach. arXiv:hep-ph/9909229v1 2 Sep 1999
- [20] 宁平治,李磊,闵德芬. 原子核物理基础-核子与核(高等教育出版社)2002
- [21] W.-M. Yao et al., Review of Particle Physics, J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [22] J. Goldstone. "Field Theories with Superconductor Solutions." Nuovo Cim.,19:154, 1961.
- [23] M. Gell-Mann, R.J. Oakes and B. Renner, Phys. Rev. 175 (1968) 2195.
- [24] G. E. Brown and M. Rho, Scaling effective lagrangians in a dense medium, Phys. Rev. Lett. **66**, 2720 (1991).
- [25] R. Rapp and J. Wambach, Adv. Nucl. Phys. (Springer, New York, USA, 2000), vol. 25 of Advances in Physics of Particles and Nuclei, chap. Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions, pp. 1 - 205, ISBN 978-0-306-46440-9, and references therein, Preprint arXiv:hep-ph/9909229.
- [26] R. D. Pisarski, Phenomenology of the chiral phase transition, Phys. Lett. B **110**, 155 (1982).
- [27] R. J. Porter et al. (DLS Collaboration) Phys. Rev. Lett., 79:1229,
- [28] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration) Phys. Rev. Lett 98, 052302
- [29] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration) PHYSICAL REVIEW C 84, 014902
- [30] G. Agakishiev et al. (HADES Collaboration) PHYSICAL REVIEW C 85, 054005
- [31] G. Agakishiev et al. (CERES Collaboration) Phys. Rev. Lett 75, 1272

-
- [32] D.Adamova et al. (CERES/NA45 Collaboration) Phys. Rev. Lett 94, 042301
- [33] R. Arnaldi, et al. (NA60 Collaboration) Phys. Rev. Lett 96,162302
- [34] R. Arnaldi, et al. (NA60 Collaboration) Phys. Rev. Lett 100,022302
- [35] R. Arnaldi, et al. (NA60 Collaboration) Phys. Rev. Lett 102,222301
- [36] M. M. Aggarwal et al. (WA98 Collaboration) Phys. Rev. Lett 85, 3595
- [37] M. M. Aggarwal et al. (WA98 Collaboration) Phys. Rev. Lett 93, 022301
- [38] M. Masea for the HELIOS/3 collaboration, Nuclear Physics A590 (1995)
- [39] M. Naruki et al. (KEK-PS E235) Phys. Rev. Lett 96, 092301
- [40] G. J. Lolos, et al. (TAGX Collaboration) Phys. Rev. Lett 80, 241
- [41] G. J. Lolos, et al. (TAGX Collaboration) PHYSICAL REVIEW C 68, 065202
- [42] M. H. Wood et al. (CLAS collaboration) PHYSICAL REVIEW C 78, 015201
- [43] M. H. Wood et al. (CLAS collaboration) Phys. Rev. Lett 105, 112301
- [44] D. Trnka et al. (CBELSA/TAPS Collaboration) Phys. Rev. Lett 94, 192303
- [45] S. S. Adler et al.(PHENIX Collaboration)PHYSICAL REVIEW C 81, 034911
- [46] S. S. Adler et al.(PHENIX Collaboration), Centrality Dependence of Direct Photon Production in 200 GeV Au + Au Collisions, Phys. Rev. Lett. 94, 232301
- [47] J. Zhao (STAR Collaboration), J. Phys. G 38, 124134 (2011).
- [48] M. K. Kohler for the ALICE Collaboration at Hot Quarks2012

- [49] A.URAS et al. (ALICE Collaboration) Phys. Lett. B 710 (2012)
- [50] Special Issue on RHIC and Its Detectors, edited by M. Harrison, T. Ludlam, and S. Ozaki, Nucl. Instr. Meth. A **499**, No. 2-3 (2003).
- [51] M. Anderson, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 659 (2003).
- [52] S. Eidelman et al. “Review of Particle Physics.” Phys. Lett. B **592**, 1+ (2004).
- [53] STAR TOF proposal, <http://drupal.star.bnl.gov/STAR/files/future/proposals/tof-5-24-2004.pdf>.
- [54] W.J. Llope, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **522**, 252 (2004).
- [55] M. Beddo, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 725 (2003).
- [56] C.E. Allgower, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 740 (2003).
- [57] J. Kyriluk, AIP Conf. Proc. **675**, 424 (2003).
- [58] M. Shao *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **614**, 28 (2010).
- [59] GEANT 3.21, CERN program library. <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/22geanthtml3/geantall.html>.
- [60] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
- [61] E. Shuryak, Phys. Rep. **61**, 71 (1980).
- [62] R. Rapp and J. Wambach, Adv. Nucl. Phys. **25**, 1 (2000).
- [63] G.E. Brown and M. Rho, Phys. Rep. **269**, 333 (1996).
- [64] R. Rapp and J. Wambach, Eur. Phys. J. A **6**, 415 (1999).
- [65] H. van Hees and R. Rapp, Phys. Rev. Lett. **97**, 102301 (2006); H. van Hees and R. Rapp, Nucl. Phys. A **806**, 339 (2008);

- [66] J. Ruppert, C. Gale, T. Renk, P. Litchard and J. Kapusta, Phys. Rev. Lett. **100**, 162301 (2008); T. Renk and J. Ruppert, Phys. Rev. C **77**, 024907 (2008);
- [67] K. Dusling, D. Teaney and I. Zahed, Phys. Rev. C **75**, 024908 (2007).
- [68] O. Linnyk *et al.*, Phys. Rev. C **84**, 054917 (2011).
- [69] J. Adams *et al.*, Phys. Lett. B **612**, 181 (2005); J. Adams *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 064902 (2005); J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 062301 (2005).
- [70] A.M. Poskanzer and S.A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998); J. Adams *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 014904 (2005).
- [71] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **86**, 024906 (2012).
- [72] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92**, 112301 (2004).
- [73] B.I. Abelev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97**, 152301 (2006).
- [74] Z. Tang *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 051901 (2009).
- [75] S.S. Alder *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91**, 072301 (2003); S.S. Alder *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 034909 (2004).
- [76] S.S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. C **75**, 024909 (2007).
- [77] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Lett. B **612**, 181 (2005).
- [78] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007).
- [79] L. Adamczyk *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. C **86**, 072013 (2012).
- [80] T. Sjostrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001).
- [81] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92**, 092301 (2004).
- [82] C. Amsler *et al.*, Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).

- [83] V.L. Elestsky *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 035202 (2001).
- [84] E. Braaten, R.D. Pisarski and T.C. Yuan, Phys. Rev. Lett. **64**, 2242 (1990).
- [85] R. Rapp, J. Wambach and H. van Hees, arXiv: 0901.3289.
- [86] R. Rapp, private communications.
- [87] H.J. Xu *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 024906 (2012).
- [88] G. Gujanovic *et al.*, arXiv: 1211.0022.
- [89] W. Cassing and E.L. Bratkovskaya, Nucl. Phys. A **831**, 215 (2009); E.L. Bratkovskaya, W. Cassing, V.P. Konchakovski, and O. Linnyk, Nucl. Phys. A **856**, 162 (2011).
- [90] W. Cassing and E.L. Bratkovskaya, Phys. Rep. **308**, 65 (1999); E.L. Bratkovskaya and W. Cassing, Nucl. Phys. A **619**, 413 (1997); W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A **602**, 449 (1996).
- [91] O. Linnyk *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 024910 (2012).
- [92] G. Agakishiev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108**, 072301 (2012).
- [93] H. Agakishiev *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. D **83**, 052006 (2011).
- [94] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **98**, 172301 (2007).
- [95] M. He, R.J. Fries and R. Rapp, arXiv: 1204.4442; P.B. Gossiaux *et al.*, arXiv: 1207.5445.
- [96] X. Zhu, P. Zhuang, and N. Xu, Phys. Rev. Lett. **100**, 152301 (2008); X. Zhu *et al.*, Phys. Lett. B **647**, 366 (2007).
- [97] R. Rapp, Phys. Rev. C **63**, 054907 (2001).
- [98] J. Deng, Q. Wang, N. Xu and P. Zhuang, Phys. Lett. B **701**, 581 (2011).

-
- [99] R. Chatterjee, D.K. Srivastava, U. Heinz and C. Gale, Phys. Rev. C **75**, 054909 (2007).
- [100] E. Shuryak, arXiv: 1203.1012.

发表论文和学术报告清单

- 主要论文清单

1. Dielectron continuum production from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV p + p and Au + Au collisions at STAR
Jie Zhao (for the STAR Collaboration)
J. Phys. G 38 (2011) 124134
2. Dielectron production from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au collisions at STAR
Jie Zhao (for the STAR Collaboration)
Nuclear. Physics. A , DOI:10.1016/j.nuclphysa.2012.12.114
3. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=7.7-62.4$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1301.2348)
4. Observation of an energy-dependent difference in elliptic flow between particles and antiparticles in relativistic heavy ion collisions
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 142301
5. Inclusive charged hadron elliptic flow in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=7.7-39$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 86 (2012) 54908
6. Observation of the antimatter helium-4 nucleus
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Nature. 473 (2011) 353

- 学术报告清单

1. Dielectron continuum production from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV p + p and Au + Au collisions at STAR
XXII International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions(Quark Matter 2011), May 23-28, 2011, Annecy, France.
 2. Dielectron production from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au collisions at STAR
5th international Conference on Hard and Electromagnetic Probes of High-Energy Nuclear Collisions(Hard Probes 2012), May 27- Jun 1, 2012, Cagliari, Italy.
 3. Dielectron production at RHIC
The second International conference on QCD and Hadron Physics(QCD2013), Mar 29- Apr 2, 2013, Lanzhou, China.
- 其它合作文章
 1. Measurement of Charge Multiplicity Asymmetry Correlations 1 in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions at 200 GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1303.0901)
 2. Fluctuations of charge separation perpendicular to the event plane and local parity violation in $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV Au+Au collisions at RHIC
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1302.3802)
 3. Freeze-out Dynamics via Charged Kaon Femtoscopy in $\sqrt{(s_{NN})}=200$ GeV Central Au+Au Collisions
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1302.3168)
 4. System Size Dependence of Transverse Momentum Correlations at RHIC
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1301.6633)

5. Third Harmonic Flow of Charged Particles in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1301.2187)
6. Measurement of J/ψ Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (arXiv:1212.3304)
7. Studies of di-jets in Au+Au collisions using angular correlations with respect to back-to-back leading hadrons
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (arXiv:1212.1653)
8. J/ψ production at high transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1208.2736)
9. Single Spin Asymmetry A_N in Polarized Proton-Proton Elastic Scattering at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Lett. B 719 (2013) 62
10. Transverse Single-Spin Asymmetry and Cross-Section for π^0 and η Mesons at Large Feynman- x in Polarized p+p Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 86 (2012) 51101
11. Longitudinal and transverse spin asymmetries for inclusive jet production at mid-rapidity in polarized p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 86 (2012) 32006
12. Measurements of D^0 and D^* Production in $p + p$ Collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV

- H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 86 (2012) 72013
13. Di-electron spectrum at mid-rapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 86 (2012) 24906
14. Hadronic Trigger using electromagnetic calorimeter and particle identification at high-pT with STAR Detector
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
e-Print Archives (1112.2946)
15. Directed Flow of Identified Particles in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV at RHIC
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 202301
16. Measurement of the $W \rightarrow e\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ Production Cross Sections at Mid-rapidity in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=500$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 85 (2012) 92010
17. Energy and system-size dependence of two- and four-particle v_2 measurements in heavy-ion collisions at 62.4 and 200 GeV and their implications on flow fluctuations and nonflow
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 86 (2012) 0
18. Energy and system-size dependence of two- and four-particle v_2 measurements in heavy-ion collisions at 62.4 and 200 GeV and their implications on flow fluctuations and nonflow
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 86 (2012) 0
19. System size and energy dependence of near-side dihadron correlations
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 85 (2012) 14903

20. Identified Hadron Compositions in p+p and Au+Au Collisions at High Transverse Momenta at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 72302
21. Directed and elliptic flow of charged particles in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=22.4$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 85 (2012) 14901
22. ρ^0 photoproduction in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV measured with the STAR detector
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 85 (2012) 14910
23. Strangeness Enhancement in Cu+Cu and Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 72301
24. Evolution of the differential transverse momentum correlation function with centrality in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Lett. B 704 (2011) 467
25. Experimental studies of di-jet survival and surface emission bias in Au+Au collisions via angular correlations with respect to back-to-back leading hadrons
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 061901
26. High pT nonphotonic electron production in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
H. Agakishiev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 83 (2011) 052006
27. Strange and multistrange particle production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV

- M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 024901
28. Measurement of the Parity-Violating Longitudinal Single-Spin Asymmetry for W^\pm Boson Production in Polarized Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=500$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 062002
29. Scaling properties at freeze-out in relativistic heavy-ion collisions
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 034910
30. Measurement of the Bottom Quark Contribution to Nonphotonic Electron Production in p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 202301
31. K^{*0} production in Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ GeV and $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 84 (2011) 34909
32. Balance functions from Au+Au, d+Au, and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 82 (2010) 024905
33. Higher Moments of Net Proton Multiplicity Distributions at RHIC
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022302
34. Azimuthal di-hadron correlations in d+ Au and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV measured at the STAR detector
M. M. Aggarwal et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 82 (2010) 024912
35. Pion femtoscopy in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV M. M. Aggarwal

- et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 83 (2011) 64905
36. Longitudinal scaling property of the charge balance function in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Physics Letters B. Vol 690 (2010) 239
37. Charged and strange hadron elliptic flow in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=62.4$ and 200 GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 44902
38. Upsilon cross section in p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 82 (2010) 12004
39. Three-Particle Coincidence of the Long Range Pseudorapidity Correlation in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 22301
40. Inclusive p_t^0 , η , and direct photon production at high transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 64904
41. Observation of $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ photoproduction in ultraperipheral heavy-ion collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV at the STAR detector
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 44901
42. Spectra of identified high- p_T π^\pm and \bar{p} in Cu + Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 54907
43. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive

- neutral pion production at midrapidity in polarized proton collisions
at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 80 (2009) 111108
44. Observation of an Antimatter Hypernucleus
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Science 328, 58-62 (2010)
45. Longitudinal spin transfer to Lambda and Lambda hyperons in polar-
ized p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. D 80 (2009) 111102
46. Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferome-
try measurements in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=9.2$ GeV
B.I. Abelev et al., (STAR Collaboration)
Phys. Rev. C 81 (2010) 24911

表 格

3.1	Glauber模型计算得到的 $\langle N_{\text{part}} \rangle, \langle N_{\text{coll}} \rangle$ ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV Au + Au)	32
3.2	电子纯度估计	36
3.3	不同中心度正规化区域同号分布的统计数目以及相应的统计误差 ..	44
3.4	强子衰变拟合中所用到的各种强子的产额以及分支比和对应的系统误差。	59
3.5	不同中心度中混合事件正规化因子不确定性的来源。MinBias事件中 共有 $\sim 3.7 \times 10^7$ 正负电子对,中心碰撞中有 $\sim 8.0 \times 10^7$ 正负电 子对.	60
3.6	单电子探测效率的不确定性来源	61
4.1	0.3-0.76 GeV/ c^2 质量区间双电子产额增强因子的横动量依赖性。 .	69
4.2	0.3-0.76 GeV/ c^2 质量区间双电子产额增强因子的中心度依赖性。 .	71
A.1	STAR 和PHENIX 探测器接收度比较	79

插 图

1.1	(左)AuAu以及dAu碰撞中核修正因子, (右)不同碰撞系统中双强子关联分布。	2
1.2	(左)Au+Au实验中不同粒子椭圆流的测量结果与理想流体力学模型计算结果的比较, (右)介子和重子椭圆流的比较	3
1.3	(左)不同实验测量的 $\alpha_s(M_Z)$ 的平均值 [13]。(右)不同实验测量的 α_s 与转移动量的关系。	5
1.4	(左)对称基态, (右)简并基态。	8
1.5	相对论重离子碰撞中不同质量区间各种产额的比较.	9
1.6	(上)NA60探测器结构示意图, (左)NA60双 μ 子测量的产额增强的分布, (右)对应的有效温度的测量	13
1.7	(左)PHENIX探测器结构示意图, (右)PHENIX测量的AuAu200GeV碰撞中的双电子分布。	16
1.8	欧洲核子研究中心大型强子对撞机(LHC)及其相应实验装置示意图	18
2.1	美国布鲁克海汶国家实验室的重离子加速器对撞机(RHIC)分布示意图	21
2.2	STAR探测器机构示意图	23
2.3	STAR时间投影室(TPC)示意图	25
2.4	(左)TPC读出扇区示意图, (右)读出单元机构示意图	26
2.5	STAR-TPC测量的带电粒子能损 dE/dx 示意图	27
2.6	MRPC结构示意图。	28
2.7	STAR-TOF单条TOF tray结构示意图。	28
2.8	STAR-TOF测量的粒子速度与动量的关系, 插图为通过动量和速度计算得到的粒子质量的分布。	29
3.1	VPD探测器(快探测器)碰撞顶点与TPC碰撞顶点的关联	31

3.2	中心快度带电粒子多重数分布与MC Glauber模型比较	32
3.3	(上)TPC测得的带电粒子能损信息, (下)通过TOF速度选择后的能损信息	34
3.4	(左)TOF测得的速度与动量的关系, 其中黑线是通过计算conversion电子与TPC中的带电粒子随机配对得到的结果, (右)不同中心度 $1/\beta$ 的分布	35
3.5	(左)通过电子对不变质量选择Dalitz衰变电子和光电子, (右)用TOF质量条件选择高纯度强子	35
3.6	(左) $n\sigma_e$ 分布拟合示意图, (右)电子纯度分布	36
3.7	200GeV Au+Au碰撞中双电子信号的2维分布(p_T vs $Mass$)	37
3.8	(左)通过Geant模拟得到的 ϕ_V vs $mass$ 分布, (右)200GeV Au+Au实验数据中通过 ϕ_V 得到的转换光子分布	38
3.9	(左)去掉转换光子的不同方法实验结果比较, 以及对信噪比的影响	39
3.10	不同中心度下事件平面方向对混合事件的影响	40
3.11	混合事件中事件平面分类的数目对混合事件异号分布以及同号分布接收度修正因子的影响	41
3.12	混合事件次数对混合事件异号分布以及同号分布接收度修正因子的影响	41
3.13	不同混合事件方法的比较	42
3.14	(上)相同事件与混合事件同号分布之间的残留分布除以相应的标准误差, (下)不同区域的残留分布	43
3.15	(左)相同时间中的异号分布, 同号分布, 以及通过正规化的混合事件中的同号和异号分布.(右)a-c相同事件与混合事件中同号分布的比较, 通过混合事件计算的同号分布的接收度修正因子分布	45
3.16	磁场中TPC测得的不同电荷的带电粒子 ϕ 与 p_T 的关系	46
3.17	通过混合事件计算得到的同号分布的接收度修正因子的分布	46
3.18	(左)STAR探测器 ϕ vs p_T 的接收度, (右)全接收度分布	47
3.19	通过2粒子关联得到的粒子径迹分辨本领示意图	47
3.20	TPC粒子径迹分辨本领对双电子谱的影响估计	48

3.21	TOF配对算法对混合事件异号分布以及同号分布接收度修正因子的影响估计.	49
3.22	混合事件异号分布得到的背景与经过接收度修正后的相同事件异号分布得到的背景的比较.	50
3.23	相同事件以及正规化后的混合事件中异号分布的比较, (左)动量依赖性, (右)中心度依赖性.	51
3.24	同号分布接收度修正因子(黑色)以及相同事件与混合事件中同号分布比较(红色)的中心度依赖性和动量依赖性.	52
3.25	$Au + Au\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ 碰撞中信号与背景的比较.	53
3.26	(左)TPC径迹探测效率, TOF配对效率以及其中心度依赖性, (右)粒子鉴别相关效率以及其中心度依赖性.	54
3.27	通过不同方法计算得到的电子对重建效率比较。	55
3.28	不同质量区间电子对重建效率的动量依赖性	56
3.29	MinBias以及中心碰撞中电子对重建效率。	57
3.30	不同方法计算得到的探测器对双电子接收度的比较。	57
3.31	$Au + Au \sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ 中不同粒子的动量分布。以及通过Tsallis Blast-Wave 分布的拟合, 以及 m_T 分布的拟合([45]).	58
3.32	(左)强子污染的贡献, (右)MinBias事件中各种系统误差的比较.	61
4.1	MinBias事件中双电子不变质量分布与强子衰变模拟结果的比较(左)不好含真空 ρ 的贡献(右)包含真空 ρ 的贡献。图中竖线代表统计误差, 绿色的方块代表系统误差, 黄色的带子表示强子衰变模拟中的不确定性。红线是通过PYTHIA [80]计算得到的 $c\bar{c}$ 贡献, 并通过乘以金金碰撞中的 N_{coll} 得到。	64
4.2	低质量区间双电子的分布与理论计算的各种 ρ 介子贡献以及QGP热辐射贡献的比较。	66
4.3	双电子不变质量谱与不同理论计算的强子介子贡献和QGP热辐射贡献的比较。	67
4.4	(左)不同动量区间双电子的不变质量分布, (右)不同横动量区间试验结果与强子衰变模拟结果的比值, 以及不同模型的计算结果。	68

4.5	(左)不同质量区间双轻子产额与横动量关系, (右)不同质量区间产额增强因子的横动量依赖性。	69
4.6	(左)不同碰撞中心度下双电子的不变质量分布, (右)不同碰撞中心度下实验结果与强子衰变模拟结果的比值, 以及不同模型的计算结果。	70
4.7	(左)不同质量区间双轻子产额与碰撞中心度关系, (右)不同质量区间产额增强因子的碰撞中心度依赖性。	70
4.8	(上)通过 N_{part} 归一的MinBias碰撞和中心碰撞中双电子不变质量分布的比较。(下)MinBias碰撞和中心碰撞经过归一化后的不变质量分布的比值。	71
4.9	(左)不同质量区间经过探测器效率以及接收度修正的双电子横质量分布, 其中实线为拟合结果(Eq. 4.1).(右)通过拟合得到的有效温度" T_{eff} "分布。	72
4.10	RHIC实验测得非光电子核修正因子。	74
4.11	(左)中心碰撞中对重味夸克不同修正情况下双电子不变质量分布与实验数据比较, 以及对有效温度的影响(右)。	74
A.1	STAR与PHENIX探测器结构示意图	79
A.2	(左)STAR实验数据通过PHENIX方位角接收度筛选后的单电子接收度分布, (右)相同事件与混合事件的比较	81
A.3	(左)PHENIX方位角接收度对不同号电子对接收度的影响, (右)经过PHENIX方位角接收度后重建的电子对分布比较。	81
A.4	(左)STAR数据经过PHENIX方位角接收度筛选后得到的双电子谱与强子衰变模拟结果的比较, (右)与理论模型计算结果的比较Ref. [86].	82